JAN 2 1927

T.P.4 contents Vol. 28

Not to be Drawn

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. P. Debye, Prof. Dr. F. Harms und Prof. Dr. R. Seeliger

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Reichsmark 11.– postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.– vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Reichsmark 9.–, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Reichsmark –.35, Beilagen mit Reichsmark 60.– berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Leitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 24. Ausgegeben am 15. Dezember 1927. No. 748. Printed in Germany. 28. Jahrgang.

INHALT:

A. Stäger, Prof. Albert Gockel †. S. 869—870.

Zusammenfassende Berichte:

O. v. Auwers, Über magnetische Analyse. S. 871—882.

Originalmitteilungen:

V. F. Hess, Die mittlere Lebensdauer der leichten Ionen und die Ionisierungsbilanz in der Atmosphäre über dem Meere und im Gebirge. S. 882—894.
R. Seeliger und H. Straehler, Temperaturmessungen und katalytische Wandwirkungen in der Glimmentladung. S. 894—904.
R. G. Loyarte, Quantenrotation des Quecksilberatoms. S. 904—908.
W. Jazyna, Über die Nullpunktzustände. S. 908—911.
A. Joffe, Mechanische und elektrische Festigkeit und Molekularkräfte. S. 911—916.

Vorträge und Diskussionen des IV. Deutschen Physikertages in Kissingen vom 18.—24. September 1927:

H. Zahn, Die Dielektrizitätskonstanten wäßriger Elektrolytlösungen. S. 916—918.
U. Meyer, Neue magnetische Materialien. S. 919—920.
E. Rupp, Frequenzmodulation einer Lichtwelle. S. 920—921.

Besprechungen:

J. W. Gibbs, Principes élémentaires de Mécanique Statistique. S. 921—922.
R. Abeggs Handbuch der anorganischen Chemie, Bd. IV, I, 1. S. 922.
T. Levi-Civita, Fragen der klassischen und relativistischen Mechanik. S. 922—923.
O. D. Chwolson, Die Physik 1914—1926. S. 923.
V. H. Ryd, Meteorological Problems. II. S. 923—924.
A. Haas, Das Naturbild der neuen Physik. 2. Aufl. S. 924.

Personalien. S. 924.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Abonnements-Erneuerung
der
PHYSIKALISCHEN ZEITSCHRIFT

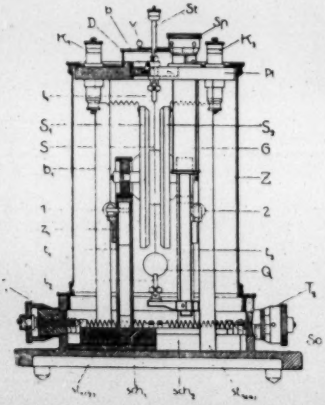
Der Verlag der Physikalischen Zeitschrift bittet um die Erneuerung des Abonnements für 1928.

Der Bezugspreis beträgt ab 1. Januar 1928 jährlich RM 50.— und für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft RM 40.—. Bei Zusendung mit der Post kommen zu obigen Preisen fürs Inland RM 4.80 und fürs Ausland RM 8.— für Porto hinzu. Die Beträge können auch in 4 Vierteljahrsraten beglichen werden.

S. Hirzel

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 24. 15. Dezember 1927. Redaktionsschluß für No. 2 am 5. Januar 1928. 28. Jahrgang.

INHALT:

A. Stäger, Prof. Albert Gockel †. S. 869.

Zusammenfassende Berichte:

O. v. Auwers, Über magnetische Analyse. S. 871.

Originalmitteilungen:

V. F. Hess, Die mittlere Lebensdauer der leichten Ionen und die Ionisierungsbilanz in der Atmosphäre über dem Meere und im Gebirge. S. 882.

R. Seeliger u. H. Straehler, Temperaturmessungen und katalytische Wandwirkungen in der Glimmentladung. S. 894.

R. G. Loyarte, Quantenrotation des Quecksilberatoms. S. 904.

W. Jazyna, Über die Nullpunktzustände. S. 908.

A. Joffé, Mechanische und elektrische Festigkeit und Molekularkräfte. S. 911.

Vorträge und Diskussionen des IV. Deutschen Physikertages in Kissingen vom 18.—24. September 1927:

H. Zahn, Die Dielektrizitätskonstanten wäßriger Elektrolytlösungen. S. 916.

U. Meyer, Neue magnetische Materialien. S. 919.

E. Rupp, Frequenzmodulation einer Lichtwelle. S. 920.

Besprechungen:

J. W. Gibbs, Principes élémentaires de Mécanique Statistique. S. 921.

R. Abeggs Handbuch der anorganischen Chemie. IV, 1, 1. S. 922.

T. Levi-Civita, Fragen der klassischen und relativistischen Mechanik. S. 922.

O. D. Chwolson, Die Physik 1914—1926. S. 923.

V. H. Ryd, Meteorological Problems. II. S. 923.

A. Haas, Das Naturbild der neuen Physik. 2. Aufl. S. 924.

Personalien. S. 924.

Prof. Albert Gockel †.

Von A. Stäger.

Am 4. März d. J. starb in Freiburg in der Schweiz der Meteorologe und Luftelektriker Prof. Dr. Albert Gockel im Alter von 66 Jahren.

Geboren am 27. November 1860 zu Stockach in Baden als Sohn eines Oberpostsekretärs besuchte der früh naturbegeisterte Jüngling das Gymnasium von Konstanz, studierte in Freiburg i. Br., Würzburg, Karlsruhe und Heidelberg, promovierte 1885 bei Prof. Braun und widmete sich etwa 10 Jahre lang dem Unterricht an badischen Mittelschulen. Während der Zeit entstand die erste Auflage seiner Monographie „Das Gewitter" sowie die ersten Publikationen über luftelektrische Messungen. Natürlich hemmte die berufliche Tätigkeit die Forschung, die sich erst seit 1895 freier entfalten konnte. In diesem Jahre siedelte Gockel an die neueröffnete naturwissenschaftliche Fakultät der Universität Freiburg i. d. Schweiz über, wo er vorerst als Assistent von Kowalsky tätig war; 1901 folgte die Habilitation mit einer Schrift „Luftelektrische Untersuchungen", 1903 die Ernennung zum a. o. und 1910 zum ord. Professor der kosmischen Physik. Wissensdrang und Reiselust veranlaßten einige Forschungen in verschiedenen Mittel-

meerländern, auch in der Sahara. 1902 vermählte sich Gockel mit der Tochter des Mineralogen Baumhauer, 1921/22 bekleidete er das Amt des Rektors.

Einfacher noch als dieser Rahmen war Gockels gerader Charakter und sein häusliches und gesellschaftliches Leben. Er widmete sich, von seinen Berufsverpflichtungen abgesehen, ununterbrochen dem Literaturstudium und der eigenen Forschung. Ein rasches Erfassen neu auftauchender Ideen und ein ausgezeichnetes Gedächtnis verbunden mit beharrlicher und regelmäßiger Kleinarbeit verbürgten Gockels Erfolg.

Seine zahlreichen wissenschaftlichen Publikationen, die sehr vorsichtig redigiert und mit vielen „möglicherweise", „nicht ausgeschlossen, daß" usw. verklausuliert waren, erstrecken sich hauptsächlich auf folgende Gebiete:

Luft- und Gewitterelektrizität, Radioaktivität, Meteorologie, atmosphärische Optik (Strahlung, Trübung), wozu sich in den letzten Jahren noch Untersuchungen über die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen in der Atmosphäre und die Entstehung der atmosphärischen Radioparasiten gesellten. Die Arbeiten erschienen in:

Wied. Annalen, Annalen der Physik, Physikalische Zeitschrift, Meteorologische Zeitschrift, Ostwalds Zeitschrift f. physikalische Chemie, Jahrbuch der Radioaktivität, Chemikerzeitung, Terrestrial Magnetisme and Atmospheric Electricity, Archives des sciences physiques et naturelles, Das Wetter, Verhandlungen der Schweiz. Naturforschenden Gesellschaft usw.

In Buch- und Broschürenform erschienen:

Das Gewitter, III. Aufl. Berlin, Dümmler, 1925.

Die Luftelektrizität. Leipzig, S. Hirzel. 1908.

Die Radioaktivität von Boden und Quellen. Braunschweig, Vieweg. 1914.

Elektrische Strömungen in der Atmosphäre. Rektoratsrede, Freiburg i. d. Schweiz, 1922.

Wohl am weitesten führten außer den verschiedenen Hinweisen auf die Bedeutung der Elektrisierung fester Körper in der Atmosphäre bei Gewittern die Verfolgung der durchdringenden Strahlung mit zunehmender Höhe. Die kurze Mitteilung in der Physikalischen Zeitschrift (S. 280—282, 1910) über die Ergebnisse des Ballonaufstiegs vom 11. Dezember 1909 muß trotz der eingestandenen mangelhaften instrumentellen Ausrüstung als der Ausgangspunkt der Entdeckung der durchdringenden Höhenstrahlung bezeichnet werden, die V. F. Hess durch einwandfreie Messungen und physikalische Vertiefung gelang.

Obwohl Prof. Gockel lebhaften Anteil an der weiteren Entwicklung des neuen Forschungszweigs nahm, konnte er sich mit der Annahme des kosmischen (extrasolaren) Ursprungs bis kurz vor seinem Tode nicht befreunden.

Das arbeitsreiche Wirken Prof. Gockels hat seinen Namen für immer mit der Geschichte der Luftelektrizität und Gewitterforschung verknüpft und seine Schüler werden dem unermüdlichen Naturforscher ein ehrenvolles Andenken bewahren.

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Über magnetische Analyse.

Von O. v. Auwers.

Einleitung.

Inhalt: Einleitung. Einige magnetisch wichtige Größen. Beziehungen zwischen magnetischen und mechanischen Eigenschaften. Die Anwendungsgebiete der magnetischen Analyse. Methoden der magnetischen Analyse. Zusammenfassung.

Werkstücke, die starken Beanspruchungen ausgesetzt sind, wie Eisenbahnschienen, Wagenfedern, Automobilachsen, Gesteins- und andere Bohrer, Gewehrläufe, Förderseile, Messerklingen und anderes mehr, brechen, wenn sie den kleinsten mechanischen Fehler haben, im Gebrauch leicht, wobei je nach dem Verwendungszweck mehr oder weniger schwere Katastrophen eintreten können. Um dies durch rechtzeitige Entdeckung der Fehler zu vermeiden, bedarf es vor der Verwendung oder von Zeit zu Zeit im Betrieb einer genauen Kontrolle. Wenn dies, wie oft üblich, auf metallographischem Wege geschieht, sind damit erhebliche Nachteile verbunden; 1. muß das Material zur Herstellung von Schliffen, Schlag-, Biege- und andere Proben zerstört werden, 2. muß die Zahl der Stichproben naturgemäß begrenzt bleiben. Aus beidem erhellt, daß die Art der zulässigen Schlüsse nur allgemeiner Natur sein kann; aus Mittelwerten der zerstörten Proben kann man nur mit mehr oder weniger großer Wahrscheinlichkeit auf die Beschaffenheit der übrigen aus demselben Arbeitsgang hervorgegangenen Werkstücke schließen. Dabei können gerade zufällige Fehler übersehen werden, die den Zweck der Kontrolle illusorisch machen. Was nützt es mir z. B., wenn ich, um die Güte eines geschweißten Schienenstoßes festzustellen, diesen wieder zerstören muß, da ja ein anderer infolge etwas abweichender innerer Beschaffenheit anders rekristallisieren kann? Aus allen diesen Gründen hat man danach getrachtet, ein Prüfungsverfahren ausfindig zu machen, das die angeführten Nachteile nicht hat, das also 1. eine laufende Kontrolle aller zur Weiterverarbeitung kommenden Werkstücke in allen Punkten ermöglicht und 2. diese Prüfung ohne Zerstörung erlaubt, so daß man ohne Wahrscheinlichkeitsschluß sagen kann, daß das geprüfte Stück dies oder jenes metallographische Gefüge mit den und den mechanischen Eigenschaften hat. Dadurch wird die Sicherheit der Angaben beträchtlich heraufgesetzt.

Als Grundlage eines derartigen Prüfverfahrens hat man schon lange die magnetischen Eigenschaften heranzuziehen versucht. Wenn man auch die Hypothese, daß jedem mechanischen Zustand ein und nur ein magnetischer zuzurechnen ist und umgekehrt ein magnetischer Zustand nur einem bestimmten mechanischen Zustand entspricht, an den Anfang aller Untersuchungen zur magnetischen Materialprüfung gesetzt hat, standen der Verwendbarkeit magnetischer Daten für die Schlußfolgerungen auf die mechanische Beschaffenheit doch beträchtliche Hindernisse im Wege, die zu überwinden jahrelange Mühe gekostet hat. Wohl hat man schon lange allgemeine Beziehungen, beispielsweise zwischen mechanischer Härte und Koerzitivkraft aufgefunden, auch zwischen mechanischer Beanspruchung und Induktion, aber im allgemeinen sind die in Frage kommenden Zusammenhänge zwischen mechanischer und magnetischer Beschaffenheit noch viel zu vielgestaltig und verwickelt — betont sei allein der oft ausschlaggebende Einfluß der Temperaturbehandlung während der Herstellung auf die meisten magnetischen Größen — als daß wir schon heute allgemeine Regeln aufstellen könnten, die etwa aus ein oder zwei magnetischen Daten bündige Allgemeinschlüsse auf die mechanischen Eigenschaften des Werkstückes erlaubten. Man wird sich infolgedessen meist auf Vergleichsmessungen beschränken müssen und die Prüfverfahren dementsprechend gestalten.

Einige magnetisch wichtige Größen.

Ehe wir auf die Wechselbeziehung zwischen mechanischen und magnetischen Eigenschaften

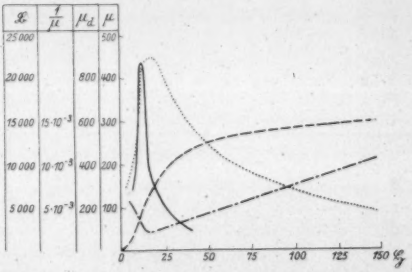


Fig. 1. ---- jungfr. Magnetisierungskurve; ····· Permeabilitätskurve; —·—· Reluktivitätskurve; —— differentielle Permeabilitätskurve.

näher eingehen, wollen wir kurz die wichtigsten magnetischen Kriterien besprechen, die für die Beurteilung des Zustandes einer Probe wichtig sind. Die bekannte Magnetisierungsschleife (Fig. 1)

gibt die Beziehung zwischen der Induktion $\mathfrak{B}$ (oder dem dieser proportionalen magnetischen Fluß Φ) und dem erzeugenden Feld $\mathfrak{H}$ wieder. Die Permeabilitäts- oder μ—$\mathfrak{H}$-Kurve gewinnt man aus der jungfräulichen Kurve durch die Gleichung $\mu = \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}}$. μ_{max} entspricht natürlich dem Berührungspunkt der Tangente aus dem Nullpunkt an die Neukurve. Das zu jedem μ_{max} gehörige Feld, das für die Beurteilung vieler Fragen wichtig ist, ist durch die Abszisse dieses Berührungspunktes gegeben.

Der reziproke Wert von μ, $\frac{\mathfrak{H}}{\mathfrak{B}}$ wird in der englischen Literatur oft als Reluktivität bezeichnet. Er ist die reziproke magnetische Leitfähigkeit, also ein Widerstand, und ist je nach dem Material in weiten Grenzen dem Feld proportional. Treten Abweichungen von der Geraden auf, so lassen sich hieraus Schlüsse auf die mechanische Beschaffenheit ziehen, worauf wir noch zurückkommen werden. In der Gleichung

$$\nu = \frac{1}{\mu} = a + \sigma\mathfrak{H}$$

stellt a den Ordinatenabschnitt des extrapolierten linearen Stückes der Kurve dar und ist ein Maß für die Härte des Materials und $\frac{1}{\sigma}$ ist die Sättigungsinduktion. Für hohe Induktionen muß man natürlich $\frac{\mathfrak{H}}{\mathfrak{B}-\mathfrak{H}}$ statt $\frac{\mathfrak{H}}{\mathfrak{B}}$ sagen. An der Permeabilitätskurve sind noch folgende drei Bestimmungsstücke zu unterscheiden:

1. Die Anfangspermeabilität μ_0, die durch die Tangente an die μ-Kurve im Punkte $\mathfrak{H}=0$ gegeben ist; 2. die Differentialpermeabilität μ_d für irgendeinen Punkt der Magnetisierungskurve, $\frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}}$, die durch die Tangente an die Kurve in jedem Punkt gegeben ist und 3. die reversible Permeabilität μ_r, die durch die Neigung der Verbindungslinie eines kleinen aufgesetzten Zyklus, $\frac{\Delta\mathfrak{B}}{\Delta\mathfrak{H}}$, von einer zur anderen Spitze der Schleife gekennzeichnet ist. Das Maximum der Differentialpermeabilität μ_d liegt natürlich am Wendepunkt der Magnetisierungskurve. Die Induktion, die die reversible Permeabilität des negativen Feldes, das der Koerzitivkraft entspricht, nach dem Aufheben hervorruft, heißt nach Fahy „elastische Induktion".

Beziehungen zwischen magnetischen und mechanischen Eigenschaften.

Nach diesem vielleicht notwendigen kurzen Überblick über die wichtigsten magnetischen Größen kehren wir zu den Wechselbeziehungen der magnetischen und mechanischen Eigenschaften zurück. Schon lange bekannt (1) sind Abhängigkeiten, wie die folgenden, die für zunehmenden Kohlenstoffgehalt, Kaltziehen und Abschrecken von Stahl Gültigkeit haben:

	zunehmend	abnehmend
Mechan. Eigensch.	Härte, Festigkeit	Dehnbarkeit (Zähigkeit)
Magn. Eigensch.	Koerzitivkraft, Hysteresis	Permeabilität

So bekannt, daß wir sie hier kaum zu erwähnen brauchen, sind die unmittelbaren Wirkungen verschiedener Temperaturbehandlung auf die magnetischen Eigenschaften. Schrecken wir einen Kohlenstoffstahl von einer über dem Umwandlungspunkt gelegenen Temperatur ab, so

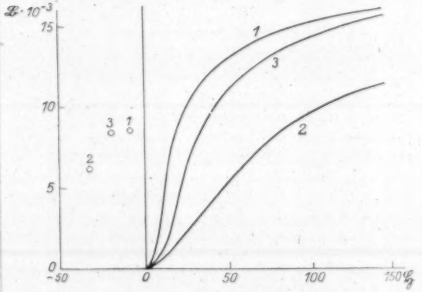


Fig. 2. Einfluß des Abschreckens.
1. Ausgeglüht.
2. In Wasser abgeschreckt.
3. In Öl abgeschreckt.

nimmt die Permeabilität ab, die Koerzitivkraft und die Hysteresis dagegen beträchtlich zu. Fig. 2 zeigt den Einfluß des Abschreckens je nachdem, ob wir Wasser oder Öl verwenden (2). Die Kreise links geben die Größe von Remanenz und Koerzitivkraft an; man erkennt deutlich die Zunahme der Koerzitivkraft bei abnehmender Remanenz. Lassen wir dagegen einen so gehärteten Stahl bei zunehmender Temperatur wieder an; so beobachten wir wieder ein allmähliches Verschwinden der Wirkung des Abschreckens (Fig. 3). C. W. Burrows und F. P. Fahy (2) haben hierüber ein so reiches Material zusammengetragen, daß es hier unmöglich im einzelnen besprochen werden kann. In der Schreibweise von C. Nusbaum (3), O. v. Auwers (4) u. a. kann man den Einfluß des Anlassens und Ausglühens auf Maximalinduktion, Remanenz, Koerzitivkraft und Härte durch Schaubilder wie etwa Fig. 4 zum Ausdruck bringen. Vgl. auch E. Gumlich (5).

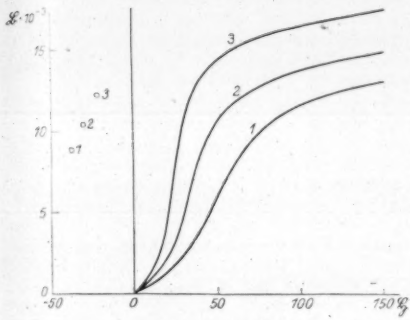


Fig. 3. Einfluß des Anlassens.
1. Abgeschreckt von 800° C.
2. Angelassen bei 266° C.
3. „ „ 286° C.

Hierbei ist die enge Beziehung zwischen Koerzitivkraft und Härte (3) (vgl. Fig. 5) am meisten in die Augen fallend. Sie ist deshalb auch am frühesten beobachtet und am häufigsten gemessen worden.

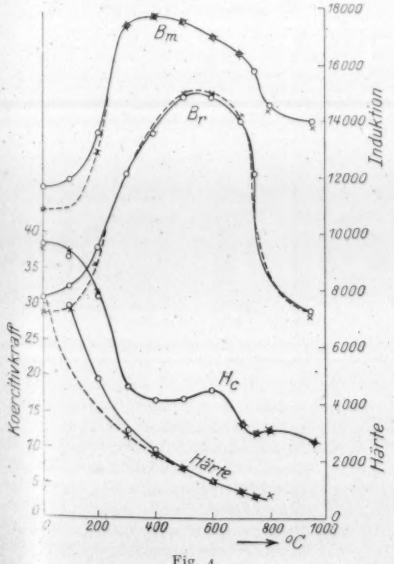


Fig. 4.

O	In Wasser abgeschreckt.	*Mn*	0,51	Proz.
X	In Öl abgeschreckt.	*Ni*	0,63	„
B_m	Sättigungsintensität.	*Cr*	0,58	„
B_r	Remanenz	*P*	0,013	„
H_c	Koerzitivkraft.	*S*	0,038	„
C	0,64 Proz.	*Si*	0,21	„

Wenn man z. B. einen abgeschreckten Kohlenstoffstahl anläßt und sowohl die Koerzitivkraft wie die Brinellhärte über einer Temperaturabszisse aufträgt, verlaufen beide Kurven annähernd parallel, d. h. mit steigender Temperatur nehmen Koerzitivkraft und Härte annähernd gleich ab. Da es nicht schwer ist, die Koerzitivkraft zu messen, hat man durch diesen Parallelismus ein bequemes Hilfsmittel an der Hand, beispielsweise die Güte der Härtung eines Werkstückes durch eine Koerzitivkraftmessung festzustellen. Für Werkzeugstähle dürften Apparate von der Art des Köpselschen hinreichend genaue Resultate ergeben. Doch ist es im Prinzip einerlei, auf welchem Meßverfahren man die

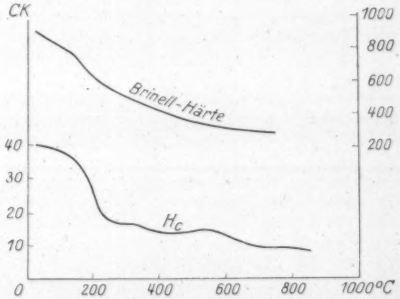


Fig. 5. Einfluß der Temperatur auf Koerzitivkraft und Härte.

Koerzitivkraftbestimmung aufbaut. Je bequemer und zeitsparender die Messung ist, desto mehr eignet sie sich natürlich für laufende Betriebskontrollen.

In etwas anderer Darstellung kommt der Zusammenhang zwischen magnetischen Größen und der Härte noch besser zum Ausdruck. Trägt man nach N. J. Gebert (6) das Produkt aus der Sättigungsinduktion $\mathfrak{B}_m$ und der dazugehörigen Koerzitivkraft $\mathfrak{H}_c$ einerseits über einer Brinellhärtenabzisse, andererseits über einer Skala der Dehnbarkeit auf (Fig. 6 u. 7), so erhält man vollkommen analoge und über weite Bereiche der Anlaßtemperatur lineare Beziehungen, so daß man für ein und dasselbe Werkstück in der Massenfabrikation leicht aus einer magnetischen Verlustmessung auf die mechanischen Qualitäten des Werkstückes schließen kann.

Da man in diesem Fall zwei magnetische Größen kennen muß, ist es einfacher, den dem Produkt beider proportionalen Hysteresisverlust durch irgendeine einfache Wechselstrommessung festzustellen. Der gefundene Wert erlaubt sichere Schlüsse auf die mechanische Beschaffenheit ohne Zerstörung oder Beschädigung des Werkstückes. Voraussetzung dafür ist allerdings, daß

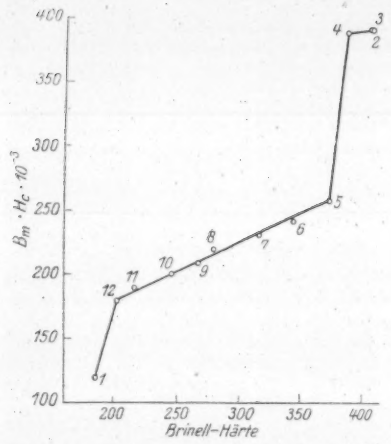


Fig. 6. Beziehungen zwischen Härte und Hysteresis bei Nickelstahl.

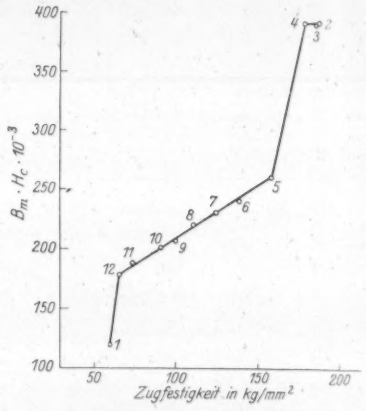


Fig. 7. Beziehungen zwischen Zugfestigkeit und Hysteresis bei Nickelstahl.

Die Ziffern bedeuten der Reihe nach folgende Temperaturen:

1	Ausgeglüht,	5	232° C	9	482° C
2	0° C	6	315	10	537
3	100	7	371	11	649
4	193	8	426	12	760

man für jeden speziellen Fall die Einflüsse der Temperaturbehandlung und der inneren Spannungen untersucht hat, da gerade letztere einen großen Einfluß auf die Ergebnisse haben können, wie wir später noch ausführlicher sehen werden.

Vermag man so schon bei Werkstücken wie Drillbohrer, Feilen, Messerklingen u. a. fehlerhafte Stücke vor der teuren Endbearbeitung auszulesen und auf diese Weise verlorene Arbeitslöhne zu sparen, kann die magnetische Analyse noch viel früher einsetzen, nämlich schon vor dem Abstrich eines Schmelztiegels. Für die Brauchbarkeit eines Stahles ist der Kohlenstoffgehalt von ausschlaggebender Bedeutung. Eine chemische Analyse erfordert mehr Zeit als dem Schmelzgut im offenen Ofen zuträglich ist. Geschwindigkeit ist hier im erhöhten Maße Geld wert. Die Erfindung der Schweden J. G. Holmström und J. G. Malmberg (7) beruht auf einer streng linearen Beziehung zwischen Kohlenstoffgehalt und reversibler Permeabilität. Ein kleiner Gußzylinder von $12 \times 1{,}3$ cm Ausmaß wird für ein Spezialpermeameter (Fig. 8) gegossen und in ein Joch eingespannt, das mit zwei Griffen zwei Werte (z. B. Sättigung und Remanenz) zu bestimmen erlaubt. Die Ordinaten sind also der Differenz zweier Magnetisierungswerte, d. h. der reversiblen Permeabilität, proportional. Aus einer Eichkurve kann man dann unmittelbar den C-Gehalt entnehmen. Die Genauigkeit beträgt 0,01 Proz. und jede Messung an härtbarem Material dauert nur 1,5′, an nicht härtbarem Material 2,5 Min. Es ist dies ein

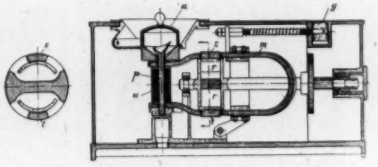


Fig. 8. Carbometer nach Holmström und Malmberg.

sehr schönes Beispiel für die Bedeutung, die die magnetische Analyse für viele Betriebe gewinnen kann[1]).

Eine sehr wichtige Rolle in der magnetischen Analyse spielen die mannigfachen Einflüsse innerer Spannungen. Es ist bekannt, daß Zug bei schwachen Feldern die Magnetisierungsintensität einer Probe erhöht, daß er aber bei starken Feldern gerade umgekehrt wirkt. Der Vorzeichenwechsel findet am sog. „Villarischen Punkt" statt, dessen Lage wiederum von der Größe der Zugbeanspruchung abhängt. Druck

1) Hersteller des Carbometers in Deutschland ist die Firma Dujardin, Düsseldorf.

wirkt gerade umgekehrt stets erniedrigend auf die Magnetisierbarkeit. Bei Biegungen treten beide Beeinflussungen gleichzeitig auf; da jedoch der erniedrigende Einfluß des Druckes meist viel größer ist als der eventuell erhöhende des Zuges, wird bei Biegung gewöhnlich eine Abnahme der Permeabilität und Zunahme der Hysteresis stattfinden. Derartige Einflüsse können für die Deutung der magnetischen Analyse recht hinderlich werden, da z. B. Querschnittsverringerung und damit verbundene Erhöhung der Zugbeanspruchung des restlichen Querschnitts entgegengesetzte magnetische Wirkungen haben können, die sich gerade kompensieren, so daß ein womöglich großer Fehler verdeckt werden kann. Wir werden aber sehen, daß es glücklicherweise einen Weg gibt, diese Schwierigkeit zu umgehen.

Erwähnt hatten wir ferner schon bei den Definitionen magnetischer Größen die Reluktivitätskurve. Wir sahen, daß es für jedes Material ein lineares Stück gibt, dessen Lage je nach der magnetischen Härte zwischen sehr verschiedenen Feldwerten schwanken kann. Kennen wir aber für irgendein Werkstück den Verlauf der Kurve, so haben wir an ihr ein empfindliches Kriterium für etwaige Störungen (vgl. auch R. L. Sanford (8)) im magnetisch-mechanischen Gefüge. Besteht ein Körper z. B. aus zwei magnetisch verschiedenen Stoffen, so wird der Fluß zunächst durch den Querschnitt des leichter magnetisierbaren gehen und erst bei höheren Feldern wird auch der magnetisch härtere Stoff Kraftlinien aufnehmen. Diese Querschnittsänderung macht sich in einem deutlichen Knick der Reluktivitätskurve bemerkbar. Hierher gehören auch die absonderlichen Magnetisierungsschleifen, die Ulf. Meyer auf dem Physikertag in Kissingen zeigte.

Die Anwendungsgebiete der magnetischen Analyse.

Anwendungsgebiete der magnetischen Analyse haben wir schon bei Besprechung der magnetischen und mechanischen Wechselbeziehungen kennen gelernt, soweit sie mit diesen in unmittelbarem Zusammenhang standen. Weitere wichtige Aufgaben werden wir im nächsten Kapitel über die Meßmethoden besprechen, soweit sie zur Erläuterung der Prüfungsverfahren herangezogen werden müssen. Deshalb sei hier nur auf einige wenige Möglichkeiten hingewiesen, die die Vielseitigkeit der magnetischen Analyse beleuchten sollen.

Bei weitem am häufigsten ist die magnetische Analyse bisher zum Aufsuchen von Rissen, Blasen, Lunkern und anderen Fehlern in halbfertigen oder fertigen Werkstücken herangezogen worden. Die Methoden, die dafür ausgearbeitet sind, sind mannigfaltiger Art. Die meisten haben die Änderung des Streuflusses, die eine Störung mit sich bringt, zur Grundlage; andere nutzen das Auftreten von Polen und Rissen unmittelbar zur Sichtbarmachung aus. Einzelheiten werden wir im nächsten Abschnitt kennen lernen.

Es kann einmal vorkommen, daß Lagervorräte durch irgendeinen unglücklichen Umstand vermischt oder Bezeichnungen von Materialien verwechselt oder unsicher werden. Dann bleibt nur übrig, Stück für Stück chemisch zu analysieren, was so zeitraubend und teuer wäre, daß es vielleicht zweckmäßiger ist, die fraglichen Bestände wegzuwerfen. Hier wird in den meisten Fällen die magnetische Analyse durch eine einfache μ-, Koerzitivkraft- oder Verlustmessung helfen und legierte und Kohlenstoffstähle mühelos sortieren.

Ein weiteres wichtiges Anwendungsgebiet der magnetischen Analyse ist die Untersuchung von Messerklingen. Die Anforderungen, die an eine Klinge gestellt werden müssen, sind an sich so widersprechend, daß ihre Bedingungen nur auf dem Wege des Kompromisses befriedigt werden können. Selbstverständlich darf eine Klinge keine Risse aufweisen, auch nachträglich nicht zum Springen neigen; die Schneide muß scharf sein, aber so elastisch, daß sie beim Gebrauch nicht schartig wird. D. h. die Klinge muß hart und zäh zugleich sein. Man sucht erfahrungsgemäß beides dadurch zu erreichen, daß man das Werkstück erst oberhalb des Umwandlungspunktes abschreckt und dann wieder anläßt. Schreckt man zu scharf ab, wird das Werkstück rissig, ohne daß dies vor Beendigung der teuren Schleif- und Polierarbeit in Erscheinung zu treten braucht. Schreckt man dagegen zu milde ab, erreicht man den für eine gute Schneide notwendigen Härtegrad nicht. Durch eine einfache Koerzitivkraft-Bestimmung kann man sowohl die Rissefreiheit wie den richtigen Härtegrad feststellen und vermag auf diese Weise 1. während der Fabrikation fehlerhaftes Material von der Endbehandlung auszuschließen und 2. die Fertigware nach ihrer Güte zu sortieren, ohne daß im einen oder anderen Falle die Klinge zerstört zu werden braucht.

Ganz ebenso liegen die Dinge bei der Prüfung von Bohrern. Selbst während des Gebrauchs wird man wertvollere Bohrer von Zeit zu Zeit magnetisch kontrollieren, um Gefügeänderungen, Rekristallisationen, beginnende Dauerbrüche u. a. aufzudecken, um sie durch rechtzeitiges Ausglühen zu regenerieren und vor Bruch im Betrieb zu schützen.

Man sieht ohne weiteres, daß die Möglichkeiten mit diesen wenigen Beispielen keineswegs

erschöpft sind, doch würden weitere Aufzählungen ermüden, da sie nichts grundsätzlich Neues enthalten würden.

Methoden der magnetischen Analyse.

Am häufigsten angewandt ist bisher die magnetische Analyse zur Untersuchung von Eisenbahnschienen mittels der mehrfach erwähnten Streuflußmethode (9—24). Im folgenden soll das Prinzipielle der Methode angegeben werden.

Die zu untersuchende Schiene wird so auf zwei durch eine andere Schiene verbundene Eisenklötze gelagert, daß sie mit diesen zusammen ein Joch mit geschlossenem magnetischen Fluß bildet (Fig. 9 (11,2)). Dann wird über sie eine

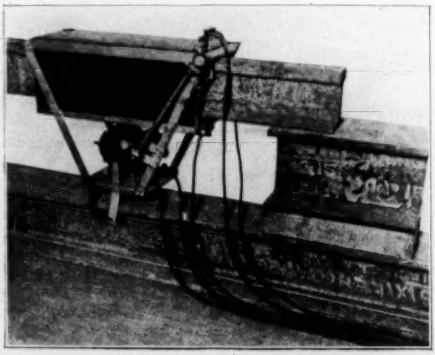


Fig. 9. Schienenpermeameter.

verschiebbare Magnetisierungsspule geschoben, die das jeweils zu untersuchende Stück zu magnetisieren erlaubt. Außerdem liegen in dieser Spule eine oder mehrere Prüfspulen, die mit einem empfindlichen Galvanometer verbunden sind. Solange nun der Fluß in der Schiene beim Verschieben der Magnetisierungsspule konstant bleibt, wird in den die Schiene eng umschließenden Prüfspulen keine Spannung induziert werden und das Galvanometer bleibt in Ruhe. Tritt dagegen aus irgendeiner Fehlerquelle eine Querschnitts- oder Permeabilitätsveränderung für den magnetischen Fluß auf, werden die Kraftlinien aus der Schiene austreten und dadurch beim Schneiden der Prüfspule eine Spannung erzeugen, die im Galvanometer einen der Änderung der Kraftlinienzahl proportionalen Anschlag hervorruft. Bewegt man also die Magnetisierungsspule gleichmäßig längs der Schiene, kann man jede Störung, einerlei ob durch Risse, Blasen, Lunker oder Spannungen hervorgerufen, mühelos registrieren. Erfolgt dies, wie üblich, photographisch, so kann man eine 15 m lange Schiene in wenigen Minuten auf alle Fehler und Inhomogenitäten hin analysiert haben. Nachstehend seien zur Verdeutlichung einige derartig gewonnene Kurven wiedergegeben (Fig. 10 u. 11 (10, 25)). An diesen Proben sind künstliche Schäden wie Bohrlöcher, Sägeeinschnitte usw. angebracht, so daß man ihren Einfluß deutlich beobachten kann. Dabei er-

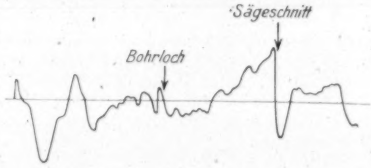


Fig. 10.

kennt man bereits die gegenwärtigen Grenzen dieser Form der magnetischen Analyse. Während der Sägeschnitt von 10 Proz. Querschnittsverringerung noch sehr klar in Erscheinung tritt, selbst dann noch, wenn er wie im vorliegenden Fall nachträglich mit gepreßten Feilspänen ausgefüllt ist, kann man dies von Bohrlöchern trotz ihrer relativen Größe kaum sagen. Hier muß also die Verfeinerung der Meßmethoden

Fig. 11.

einsetzen, wobei es keinen Zweck hat, lediglich die Empfindlichkeit zu steigern, da hierdurch naturgemäß alle unwesentlichen Schwankungen mitverstärkt werden, ohne daß das Resultat an Klarheit gewinnen würde.

Daß man sich jedoch auch in solch verzweifelt scheinenden Fällen mitunter durch einen Kunstgriff helfen kann, zeigen die Resultate der Prüfung von Förderseilen (8, 26—32), bei denen ja eine möglichst häufige Kontrolle wünschenswert ist, da von ihrer Betriebsicherheit Menschenleben in noch höherem Maße abhängen, wie bei Eisenbahnschienen. Die Methode ist der vorauf gehenden ähnlich, nur daß der magnetische Schluß durch ein Joch fehlt, doch steht dem nichts im Wege, die Methode dadurch zu verbessern, daß man das Drahtseil durch die schleifenden Backen eines Jochbügels aus weichem Material laufen läßt. Fig. 12 (25) läßt erkennen, wie schwer eine richtige Deutung der Ergebnisse

zunächst ist, denn Kurve A stammt von einem ganz gesunden Draht, während B an der Stelle K durch Biegen beschädigt worden ist. Die Störung K bei B ist zwar relativ zu den Schwankungen von B deutlich, zu denen von A aber verschwindend. Die Störungen von A sind durch eine geringe Exzentrizität einer Profilwalze, durch die der Draht bei seiner Herstellung gelaufen ist, hervorgerufen und entsprechen periodisch dem Umfang der Walze. Sie sind trotz ihrer starken magnetischen Ausgeprägtheit für die Festigkeit ziemlich belanglos. Die Störung K

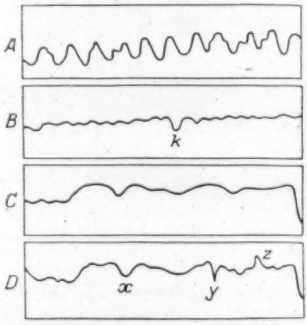


Fig. 12.

auf Kurve B dagegen ist für die Beschaffenheit des kristallographischen Gefüges von großer Wichtigkeit. Beim Draht A dürfte es jedoch fast unmöglich sein, diesen Fehler festzustellen. Man erkennt also, daß bei der Deutung eines Meßresultates zunächst sehr große Vorsicht am Platze ist. Ebenso liegen die Dinge für die beiden Kurven C und D, die einem gesunden (C) und einem durch Anfeilen (X), Biegen (Y) und Erwärmen (Z) künstlich beschädigten Drahtseil angehören. Es dürfte schwer sein, Störungen wie X, die ungeheuer verhängnisvoll werden können, hierbei festzustellen. Diese Schwierigkeit hat Sanford durch einen Kunstgriff überwunden. Wir hatten im vorigen Kapitel die Abhängigkeit der magnetischen Induktion von mechanischen Spannungen erwähnt und dabei gesehen, daß dieser Einfluß nicht nur von der Belastung, sondern auch von der Feldstärke abhängt, und daß sich das Vorzeichen bei Zugbeanspruchung im Villarischen Punkt umkehrt. Man braucht also, da man an den inneren Spannungen nichts ändern kann oder will, nur die Feldstärke zu variieren, um zu erkennen, ob eine Störung auf Rissen oder Spannungen beruht, Fig. 13 (25) zeigt noch einmal (A) die Kurve D der Fig. 12 bei 20 Gauß, während Kurve B eine Analyse des gleichen Stückes bei 100 Gauß wiedergibt. Man erkennt sofort, daß alle unregelmäßigen Schwankungen, die auf unvermeidlichen inneren Spannungen beruhen, verschwunden sind und nur die drei angegebenen und gesuchten künstlichen Störungen klar hervortreten. Außerdem hat sich das Vorzeichen der Störung Z umgekehrt. Wir brauchen

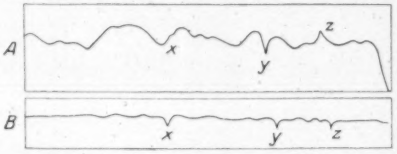


Fig. 13.

unsere Analyse also nur bei verschiedenen oder einer passend gewählten Feldstärke durchzuführen, um sie trotz der anfänglichen Schwierigkeiten brauchbar zu machen. Hierdurch ist diese Form der magnetischen Analyse in ein aussichtsreiches Stadium gebracht. Ist an irgendeiner Stelle des Seilquerschnitts die Zugbeanspruchung durch Bruch eines Drahtes unerlaubt groß geworden, so wird sich die zu hohe Beanspruchung des Restquerschnitts sofort durch ein Sinken der Permeabilität bemerkbar machen.

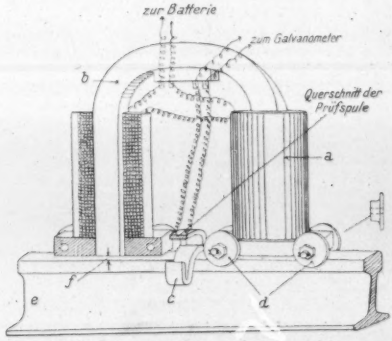


Fig. 14. Skizze des Elektromagneten auf der Schiene. *a* Magnetisierungsspule; *b* Eisenkern; *c* Prüfspule; *d* Räder; *e* Schiene; *f* Luftspalt.

Ein auf etwas anderer Grundlage beruhendes Verfahren, das für den rauhen Betrieb geeignet zu sein scheint, hat M. Suzuki (24) angegeben. Sein „Defektoskop" ist speziell für die laufende Kontrolle von verlegten Schienen auf der Strecke entwickelt worden. Hierbei kann natürlich weder die Schiene in ein langgestrecktes Joch gespannt, noch die Spule um die Schiene herumgelegt werden. Trotzdem wird durch die in Fig. 14 u. 17 B wiedergegebene Anordnung erreicht, daß das

zu untersuchende Stück der Schiene von einem hinreichenden magnetischen Fluß durchflossen wird und daß die Spule die meisten Streulinien erfaßt. Die Formen der verwandten Prüfspulen

Fig. 15. Typ für verlegte Schienen.

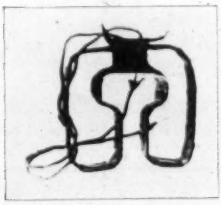


Fig. 16. Laboratoriumstyp.

geben Fig. 15 u. 16 wieder, die Gesamtanordnung für eine Streckenuntersuchung zeigt Fig. 17. Die Aufzeichnung bei C erfolgt nicht automatisch, sondern durch die Hand des Beobachters, der mit einer

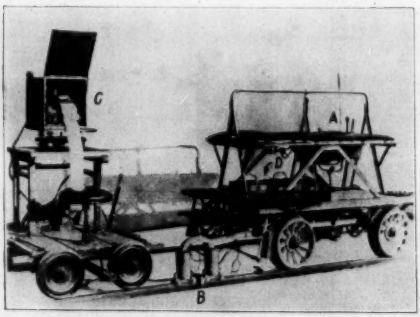


Fig. 17. Gesamtansicht des Schienenprüfers.

Zeichenfeder die Ausschläge des Galvanometers von dem Lichtfleck einer Mattglasscheibe auf das laufende Papierband überträgt. Selbstverständlich kann diese Art der Registrierung durch eine photographische Methode ersetzt werden. Die Güte der Resultate zeigt Fig. 18, die mit einem Galvanometer von $5 \cdot 10^{-10}$ Amp. bei 6″ Schwingungsdauer aufgenommen ist.

Mit Ausnahme der letzten in Japan entwickelten Methode sind alle bisher besprochenen in Amerika ausgearbeitet und angewandt, so daß es den Anschein haben könnte, als wenn in Deutschland auf diesem Gebiet überhaupt nicht gearbeitet sei. Dies trifft jedoch keineswegs zu. Schon während des Krieges hat E. Gumlich (17) daran gedacht, die magnetische Analyse zur Sortierung von Kriegsmaterial heranzuziehen. Aus Messingmangel wurden Patronenhülsen schließlich aus Stahlblech hergestellt.

Fig. 18.

Diese klemmten sich oft oder explodierten im Lauf, ohne daß man den Grund dafür zunächst erkennen konnte. Die Fabrikanten vermuteten ungleichmäßige Verteilung des Kohlenstoffs im Eisen. Demnach hätten täglich 8 Millionen Patronenhülsen magnetisch sortiert werden müssen, was natürlich nur auf automatischem Wege möglich gewesen wäre. Koerzitivkraft- und Remanenzmessungen an fehlerhaften und einwandfreien Stücken ergaben jedoch, daß lediglich die thermische Behandlung falsch gewesen war, so daß die Kontrollen durch Beseitigung des Fehlers bei der Fabrikation überflüssig wurden. Erwähnt sei dieses Beispiel, um zu zeigen, wieviel gegebenenfalls von dem Vorhandensein ausgearbeiteter Methoden abhängen kann.

Von deutschen Patentanmeldungen zur magnetischen Analyse ist, soweit ich sehe, die von W. Späth (33) die erste. Sie verwendet als Grundgedanken die Änderung der Frequenz eines Schwingungskreises durch Einführung eines Materials mit veränderlicher Permeabilität in eine die Frequenz mitbestimmende Spule. Führt man durch eine solche Prüfspule Material von inhomogener Permeabilität, so wird jede Änderung der Selbstinduktion der Spule die Frequenz des Schwingungskreises sichtbar oder hörbar verändern. Durch Anwendung von Überlagerung einer analogen Frequenz kann man natürlich eine durch die Schwebungen sehr empfindliche Apparatur schaffen. Das Schaltbild zeigt Fig. 19.

Der Vorzug, den Wechselstrommessungen gegenüber solchen mit dem ballistischen Galvanometer bieten, nutzen auch die späteren deutschen Patentanmeldungen aus. So verwendet z. B. die

Erda-A.-G. Göttingen (34) eine zur Bestimmung der Selbstinduktion übliche Brückenschaltung unter Zwischenschaltung von Transformatoren zwischen die Prüfspulen und Brücke zum Steigern der Wechselspannungen. Die Schaltung bietet den Vorteil, unmittelbar als Differentialmethode

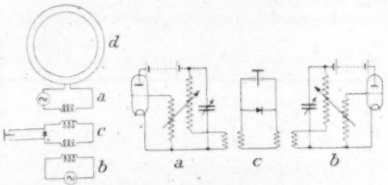


Fig. 19. Anordnung von Spaeth.

wirken zu können, so daß man je nach Belieben verschiedene Werkstücke, die gleiche Eigenschaften haben sollen, oder langgestreckte Stücke mit einer beliebigen Basis auf ihre Homogenität hin untersuchen kann. Die Schaltung ist in Fig. 20 wiedergegeben.

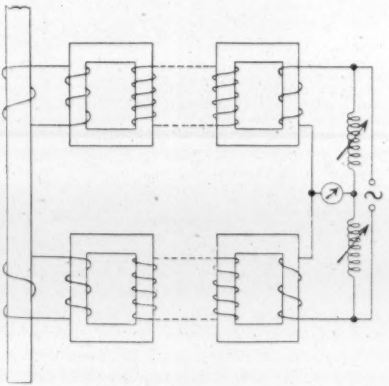


Fig. 20. Anordnung der Erda-A.-G.

Eine Kombination an und für sich bekannter Einzelheiten, die sich für viele Zwecke recht gut eignen mag, hat sich die A.E.G. patentieren (35) lassen. Sie mißt wie die Amerikaner den Streufluß, der an inhomogenen Stellen auftritt, benutzt hierfür aber eine dem Rogowski-Steinhausenschen Spannungsmesser analoge Spule. Die Wechselstrommagnetisierung der Probe geschieht in einem Joch oder durch eine direkt aufgebrachte Wicklung; die Wechselsspannung der Suchspule selbst wird durch einen Verstärker verstärkt, dann gleichgerichtet und durch ein Zeigerinstrument gemessen. Statt eines einzigen Spannungsmessers kann man natürlich auch zwei verwenden, die gegeneinander geschaltet sind und einzeln oder gemeinsam längs des Probestücks verschoben werden. Die dann gemessenen Differenzen geben die Stellen der

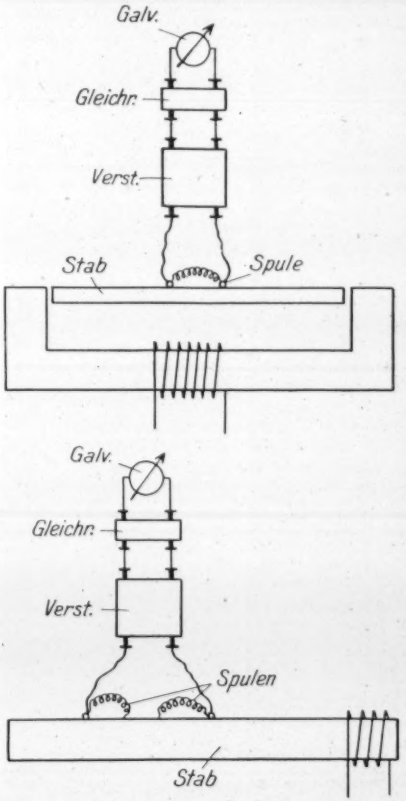


Fig. 21. u 22. Anordnung der A.E.G.

Inhomogenitäten an. Fig. 21 u. 22 lassen die Schaltschemata erkennen.

Nach einem ähnlichen Gedanken mißt H. Voigt (36) nicht die Änderung des Streuflusses, sondern die Änderung des Gesamtflusses (vgl. Fig. 23).

Die letzten beiden Methoden haben den Nachteil, nur relative Messungen zuzulassen, indem man immer ein Vergleichsstück oder wenigstens einen zweiten Punkt derselben Probe braucht. Dabei ist man entweder auf die Annahme,

daß ein Vergleichsstab absolut einwandfrei sei, angewiesen, oder man hat zu seiner Eichung bereits die Schwierigkeiten (vgl. auch R. L. Sanford (37, 38)) zu überwinden, die man ja gerade durch seinen Normalwert erst bei anderen beseitigen will, z. B. auch den Einfluß der Entmagnetisierung. Ein Patent von Neufeld &

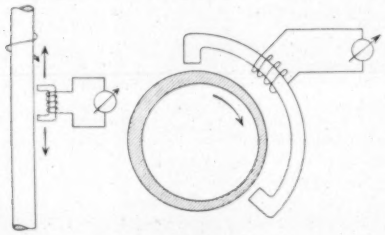


Fig. 23. Anordnung von Voigt.

Kuhnke (39) sucht diese Mängel zu umgehen und gibt ein Verfahren zur direkten Bestimmung einzelner, irgendwie lokalisierter Störungen an. Während man sonst immer die Abweichung der homogenen Magnetisierung von der Längsachse der Probe als Kriterium benutzte, wird hier vorgeschlagen, die Radialkomponente der Streuung zu verwenden. Es ist klar, daß, solange die Magnetisierung homogen ist, keine

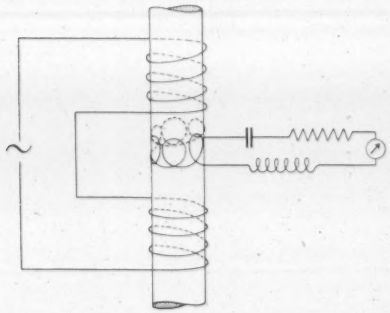


Fig. 24. Anordnung von Neufeld & Kuhnke.

Radialkomponente des magnetischen Flusses besteht. Mit dem Auftreten von Streulinien durch irgendeine Störung muß diese jedoch sofort in Erscheinung treten und kann also durch eine senkrecht zu ihr angeordnete Spule nachgewiesen werden. Wie die induzierte Spannung im einzelnen gemessen wird, ist nebensächlich. Wesentlich ist lediglich der Gedanke, den zu untersuchenden Körper durch eine einem flachen Ringe gleiche Spule, deren Einzelwindungen senkrecht auf den Radien der Probe stehen, gleichsam abzutasten, um so zunächst den fehlerhaften Querschnitt direkt (vgl. Fig. 24) und dann durch eine zweite Spule, deren Achse mit den Radien zusammenfällt, auch noch den fehlerhaften Radius selber zu ermitteln. Selbstverständlich wird auch hier die Spannung durch eine Wechselmagnetisierung des Probekörpers erzeugt.

Die meisten der hier erwähnten deutschen und ausländischen Methoden beruhen mit unwesentlichen Abweichungen auf der Messung

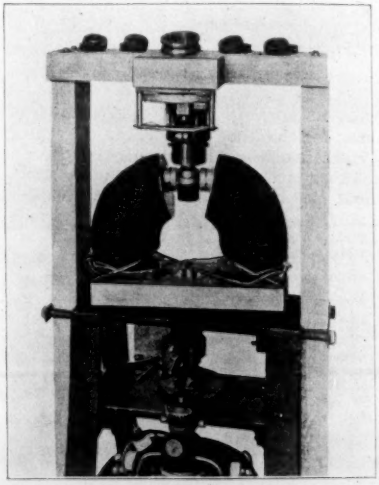


Fig. 25. Hysteresismessung nach Sanford und Fischer.

des Streuflusses. So wichtig dieses Hilfsmittel auch ist, bezeichnet es doch keineswegs den einzigen Weg, Fehler in Materialien sichtbar zu machen. Auf einem grundsätzlich anderen Gedanken beruht z. B. eine Methode von Sanford und Fischer zur Prüfung von Kugellagerringen auf Risse und weiche Stellen. Ringe, die nicht gleichmäßig gehärtet sind oder gar Sprünge haben, müssen ausgesondert werden. Eine gute Härtung geht aber, wie wir gesehen haben Hand in Hand mit der Koerzitivkraft. Magnetische Messungen an geschlossenen Ringen sind zwar allein einwandfrei, aber wegen der notwendigen Bewicklungsarbeit so zeitraubend und kostspielig, daß die üblichen Methoden für laufende Kontrollen überhaupt nicht in Frage kommen. Relativmessungen der Koerzitivkraft lassen sich jedoch leicht auf folgende Weise anstellen: man bringt die Ringe auf einer vertikalen Achse in ein

starkes Feld eines Elektromagneten. Dreht man diesen ebenfalls um seine Symmetrieachse, so suchen die magnetisierten Ringe dieser Drehung zu folgen und zwar um so mehr, je größer die Koerzitivkraft, d. h., je härter das Material ist. Die Kraft, mit der die Ringe infolge der Hysteresis von dem Felde mitgeführt werden, kann man durch eine Federkraft messen. In der Ausführung von Sanford und Fischer (40), die in Fig. 25 wiedergegeben ist, ist ein Luftspalt von 3 mm zwischen Ring und Polen des Magneten und eine Tourenzahl von 100—200 pro Minute gewählt. Gesunde Ringe ergeben einen gleichmäßigen Ausschlag je nach der Größe ihrer Koerzitivkraft. Tritt dagegen in einem Ring eine weichere Stelle oder gar ein Riß auf, so gerät der Zeiger in Schwingungen, da sich der Ausschlag beim jedesmaligen Durchgehen des Fehlers durch das stärkste Feld erheblich ändern wird. Auf diese Weise ist es leicht möglich, brauchbare und fehlerhafte Ringe voneinander zu trennen.

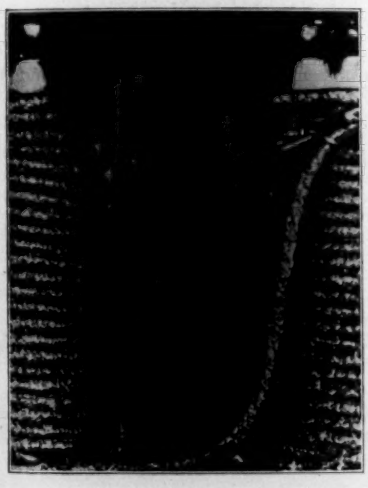


Fig. 26. Risse in einem Stahlblock nach Hoke sichtbar gemacht.

Eine sehr sinnfällige Methode, die das Auftreten von Polen an Sprungstellen, also auch den Streufluß ausnutzt, hat Hoke (41, 42) angegeben. Stahlstücke, die auf ihre Fehlerlosigkeit geprüft werden sollen, werden erst magnetisiert und dann in ein Ölband eingebracht, das fein verteilte Eisenfeilspäne enthält. Diese lagern sich dann überall da an, wo Pole auftreten, d. h. an Rissen. Auf diese Weise kann man Sprünge, die dem bloßen Auge kaum oder gar nicht sichtbar sind, hervortreten lassen.

Fig. 26 gibt einen Begriff von der Wirkungsweise dieser Methode bei einem großen Stahlblock, der beim Abschrecken rissig geworden ist. Unter günstigen Umständen kann man noch Risse nachweisen, die 3 mm und mehr unter der Oberfläche liegen. Bei ungehärteten Materialien muß man das Feld natürlich während des Verweilens im Bade aufrecht erhalten, während bei gehärtetem Stahl, wie gesagt, der remanente Magnetismus hinreicht. Die Methode ist von amerikanischen Gesellschaften — Metropolitan-Vickers Comp. u. a. — zur Untersuchung von Zahnradgetrieben angewandt worden.

Zusammenfassung.

Nachdem die Notwendigkeit und die Vorzüge der magnetischen Analyse gegenüber metallographischen und chemischen Methoden wie die wichtigsten magnetischen Grundbegriffe kurz dargelegt sind, werden diejenigen Wechselbeziehungen zwischen mechanischen und magnetischen Eigenschaften besprochen, auf denen bisher analytische Methoden aufgebaut worden sind. Nach einem kurzen Überblick über die Anwendungsgebiete der magnetischen Analyse werden etwa 15 verschiedene Wege zur praktischen Durchführung skizziert. Wir glauben dadurch gezeigt zu haben, daß die magnetische Analyse durchaus geeignet ist, chemische und metallographische Untersuchungen zu unterstützen, ja an vielen Stellen zu ersetzen.

Literatur.

1) z. B. Phys. Ber. 1920, S. 318, 486 u. a.
2) C. W. Burrows u. F. P. Fahy, Proc. Amer. Soc. Test. Mat. (ASTM) **19**, 2, 5, 1919.
3) C. Nusbaum, ASTM **19**, 2, 95, 1919.
4) O. v. Auwers, Wiss. Veröff. Siemenskonz. IV, 2, 266, 1925.
5) E. Gumlich, Jahrb. d. Elektrotechn. **8**, 189, 1919.
6) N. J. Gebert, ASTM **19**, 2, 117, 1919.
7) R. J. Eddy, Testing **49**, 160, 1924.
8) R. L. Sanford, El. World **85**, 523, 1925.
9) C. W. Burrows, Bull. Bur. of Stand. **6**, 31, 1909.
10) —, Bull. Bur. of Stand. **13**, 173, 1916.
11) —, Bull. Bur. of Stand. **17**, 2, 87, 1917.
12) —, S. u. E. **38**, 245, 1918.
13) F. P. Fahy, El. World **69**, 315, 1917.
14) C. W. Burrows u. F. P. Fahy, The Iron Trade Rev. **64**, 1686, 1919.
15) —, S. u. E. **40**, 124, 1920.
16) R. L. Sanford, The Iron Trade Rev. **64**, 1181, 1919.
17) E. Gumlich, Elektrotechn. Zeitschr. **42**, 654, 1921.
18) P. H. Dudley, The Iron Trade Rev. **64**, 1685, 1919.
19) N. J. Gebert, Journ. Amer. Steel Treador Soc., Juni 1919.
20) L. A. Wild, Far. Soc. London, 14. Juli 1919.
21) —, Nature **103**, 459, 1919.
22) The Iron Age **104**, 43, 1919.
23) R. L. Sanford, El. World **86**, 309, 1925.

24) M. Suzuki, Sci. Pap. Tohoku **15**, 479, 1926.
25) T. F. Wall, Applied Magnetism London 1927.
26) L. Fraichet, E. u. M. **41**, 476, 1923.
27) —, Rev. Gén. El. **13**, Nr. 16, 1923.
28) R. L. Sanford, Sci. Pap. Nr. 496, Bull. Bur. of Stand. 1924.
29) —, Sci. Pap. Nr. 516, Bull. Bur. of Stand. 1925.
30) —, El. World **88**, 186, 1926.
31) —, Bull. Nr. 325, Dep. of Commerce, Washington.
32) —, S. u. E. **46**, 1879, 1926.
33) W. Späth, DRP. Nr. 428447, 1922.
34) Erda-A.-G. DRP. Nr. 408640, 1924.
35) AEG. DRP. Nr. 437367, 1924.
36) H. Voigt, DRP. 447864, 1926.
37) R. L. Sanford, Bull. Bur. of Stand. **14**, 1, 1918.
38) —, M. u. E. **38**, 575, 1920.
39) Neufeldt & Kuhnke, DRP. angem. Nr. 24791, 1927.
40) R. L. Sanford u. M. F. Fischer, ASTM **19**, 2, 68, 1919.
41) Hoke, USA pat. 1426384.
42) Th. Spooner, Proc. and Test. of Magn. Mat. London 1927.

Berlin-Siemensstadt.

(Eingegangen 23. Oktober 1927.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die mittlere Lebensdauer der leichten Ionen und die Ionisierungsbilanz in der Atmosphäre über dem Meere und im Gebirge.

Von Victor F. Hess.

1. Das lineare Wiedervereinigungsgesetz.

E. Schweidler[1]) hat gezeigt, daß in schwach ionisierter Luft, die Kondensationskerne enthält, also auch in der Atmosphäre das gewöhnliche quadratische Gesetz der Wiedervereinigung der Ionen nicht mehr gilt. Bezeichnet man mit n die Zahl der leichten (kleinen) Ionen, mit N die Zahl der schwereren (Langevin-)Ionen und der Aitkenschen Kondensationskerne, mit q die Ionisierungsstärke und mit t die Zeit, so lautet die Bedingungsgleichung für den stationären Zustand

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha \cdot n^2 - \gamma \cdot N \cdot n = q - \alpha \cdot n^2 - b \cdot n = 0.$$

Es ergab sich, daß diese Näherungsformel den tatsächlichen Verhältnissen in normaler kernhaltiger Zimmerluft und Freiluft ziemlich gut entspricht, trotzdem in dem Ausdruck $\gamma \cdot n \cdot N$ die eigentlich verschiedenartigen Vorgänge der Anlagerung von kleinen Ionen an ungeladene Kerne und an entgegengesetzt geladene Kerne (Langevin-Ionen) zusammmengefaßt werden. In obiger Gleichung ist b ein der Zahl der Adsorptionskerne proportionaler Ausdruck. Schweidler faßt dann $(\alpha \cdot n + b)$ zusammen und bemerkt, daß bei schwacher Ionisation z. B. in natürlich ionisierter Freiluft (n klein) und bei der Kleinheit des gewöhnlichen Wiedervereinigungskoeffizienten α $(1{,}6 \cdot 10^{-6})$ der Klammerausdruck annähernd als Konstante aufgefaßt werden kann; er nennt

$$\beta = \alpha \cdot n + b$$

die Verschwindungskonstante der kleinen Ionen und so ergibt sich als Näherung das Schweidlersche lineare Wiedervereinigungsgesetz

$$\frac{dn}{dt} = q - \beta \cdot n = 0, \qquad (1)$$

welches später unabhängig auch von J. J. Nolan und J. Enright[1]) sowie von A. D. Power[2]) aufgestellt worden ist. Bei Aufhören der Ionenerzeugung ($q = 0$) würde demnach in normaler kernhaltiger Luft die Ionenzahl nach einem einfachen Exponentialgesetz $n_t = n_0 \cdot e^{-\beta \cdot t}$ mit der Zeit abnehmen, in Analogie mit dem radioaktiven Zerfallsgesetz; daher nennt Schweidler den reziproken Wert der Verschwindungskonstante

$$\frac{1}{\beta} = \vartheta \qquad (2)$$

die mittlere Lebensdauer[3]) eines (leichten) Ions (in sec). Schweidler (l. c.) hat Methoden zur Ermittlung der Verschwindungskonstanten ausgearbeitet und selbst Messungen in Innsbruck und in Seeham (Land Salzburg) zuerst nach einer Methode ausgeführt, die im wesentlichen auf Messung der Ionisierungsstärke (bei Sättigungsstrom) und Messung der maximal sich bei Abwesenheit eines elektrischen Feldes im Ionisationsgefäß anhäufenden Ionenmengen beruhte. Diese wegen der notwendigen Korrekturen etwas umständliche Methode („Methode I“) wurde später von Schweidler (l. c. 1924) durch eine andere Methode ersetzt, nach welcher W. Schlenck[4])

1) E. Schweidler, Sitzungsber. d. Wien. Akad. d. W. IIa. **127**, 953, 1918; **128**, 947, 1919 u. **133**, 23, 1924.

1) J. J. Nolan u. J. Enright, Proc. Roy. Irish Acad. **36** A, 93, 1923.

2) A. D. Power, Journ. of Franklin Inst. **196**, 327, 1923.

3) Man könnte natürlich auch bei Gültigkeit des quadratischen Wiedervereinigungsgesetzes von einer mittleren Lebensdauer der Ionen sprechen. Doch wäre diese abhängig von der Zahl der jeweils vorhandenen Ionen, während die mittlere Lebensdauer ϑ im Sinne Schweidlers von der Ionenzahl praktisch unabhängig ist.

4) W. Schlenck, Wien. Ber. IIa, **133**, 29, 1924.

eine Reihe von Messungen im Physikalischen Institut in Innsbruck ausgeführt hat.

Diese „Methode II", deren Beschreibung weiter unten gegeben werden wird, schien mir für die Messungen im Freien, die ja am wichtigsten sind und bisher fast gänzlich fehlten, noch am ehesten geeignet bzw. für solche Messungen ausbaufähig. Sie beruht auf der experimentellen Ermittlung der Kurve, welche die Abhängigkeit der Stromstärke i von der Spannung E am Ionisationsgefäß wiedergibt d. h. der Charakteristik; aus dieser Kurve bzw. derjenigen, welche mit i/E als Ordinaten und i als Abszisse erhalten wird, wird dann graphisch jene Spannung H bestimmt, bei welcher die beobachtete Stromstärke in dem vorgegebenen Gasraum (z. B. einem Zylinderkondensator) gerade die Hälfte des Sättigungsstromes i_s abträgt. H wird die Halbwertspannung genannt. Nach Schweidler (l. c. 1924) ist diese Spannung der Verschwindungskonstante β der leichten Ionen direkt proportional, d. h. man kann β berechnen, wenn H graphisch ermittelt worden ist:

$$\beta = \frac{4\pi C (k_1 + k_2)}{V} \cdot H. \qquad (3)$$

In dieser Formel bezeichnet C die elektrische Kapazität des Ionisationsgefäßes, z. B. des Zylinderkondensators. Es bedeuten weiter V das Volumen des Ionisationsgefäßes in ccm, k_1 bzw. k_2 die Beweglichkeit der leichten Ionen ausgedrückt in cm/sec : Volt/cm, falls man auch H, die Halbwertsspannung in Volt einsetzt. $(k_1 + k_2)$ darf als genügend genau bekannt angenommen werden, C und V sind Apparatkonstanten, also erhält man in jedem Einzelfalle aus dem experimentell und graphisch ermittelten H direkt den gesuchten Wert der Verschwindungskonstante β bzw. der mittleren Lebensdauer ϑ.

2. Die Problemstellung.

In der Monographie „Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen" (Sammlung Vieweg Bd. 84/85, Braunschweig 1926) habe ich ein eigenes Kapitel der Besprechung der sogenannten Ionisierungsbilanz der Atmosphäre gewidmet. Es handelt sich um folgende Frage: Sind die uns bekannten Ionisatoren quantitativ ausreichend, um den wirklich beobachteten Ionisationszustand unserer Atmosphäre hervorzurufen?

Das vorliegende Beobachtungsmaterial über die in Betracht kommenden luftelektrischen Größen (Ionisierungsstärke, Zahl der leichten Ionen, Wiedervereinigungskoeffizient) ist leider noch recht spärlich, so daß man selbst über Festland, wo noch die meisten Beobachtungen vorliegen, nur eine rohe Bilanz aufstellen kann und sich damit zufrieden geben muß, daß sich eine Übereinstimmung der Größenordnung nach ergibt. Diese annähernde Bilanz war erst möglich, nachdem Schweidler das lineare Wiedervereinigungsgesetz aufgestellt hatte: wenn man z. B. für die untersten Schichten der Atmosphäre annimmt, daß in jedem Volumelement im stationären Zustande ebensoviele Ionen durch das natürliche elektrische Feld der Erde nach unten austreten, als von oben eintreten (bzw. umgekehrt), so kann das lineare Wiedervereinigungsgesetz selbst

$$q = \beta \cdot n$$

als Bilanzgleichung benutzt werden. Die Ionisierungsstärke q läßt sich durch Summierung der Wirkungen der α-, β- und γ-Strahlen der radioaktiven Substanzen, die in bekannten Mengen im Erdboden und in der Luft enthalten sind und der kosmischen Ultra-Gammastrahlung (Höhenstrahlung) berechnen. Für die Luft in etwa 1 m über dem festen Boden, also in der Höhe, in welcher auch die meisten luftelektrischen Messungen durchgeführt worden sind, erhält man (vgl. die oben zitierte Monographie) $q = 9{,}5\ J$ (J ist die übliche abgekürzte Bezeichnung für: Ionenpaare pro ccm und sec). Die Zahl der leichten Ionen pro ccm wurde auf den meisten Landstationen zu etwa $n = 700$ gefunden. Setzt man diese Größen in die oben angegebene Bilanzgleichung ein, so erhält man als zu erwartenden Wert der Verschwindungskonstante β die Zahl $13{,}5 \cdot 10^{-3}\ \text{sec}^{-1}$. Die experimentell erhaltenen Werte von Schweidler 16 bis $22 \cdot 10^{-3}$ (Seeham, Salzburg und Innsbruck), von W. Schlenck $70 \cdot 10^{-3}$ (Innsbruck) und A. D. Power $6 \cdot 10^{-3}$ (Minneapolis) stimmen der Größenordnung nach soweit mit dem berechneten Werte überein, als man bei der geringen Zahl der vorliegenden Werte β und der zum Teile ungünstigen Wahl der Beobachtungsorte (Stadtnähe) erwarten kann.

Eine Bilanz des Ionenhaushaltes unserer Atmosphäre ist aber erst dann vollständig, wenn die Betrachtungen auch auf die meerbedeckten Teile der Erde ausgedehnt werden können, die ja drei Viertel der Oberfläche unseres Planeten einnehmen. Über dem Meere fehlen nun leider Messungen der Wiedervereinigung bzw. der Verschwindungskonstante der Ionen gänzlich. Dort liegen die Verhältnisse wesentlich anders, als über Festland.

Wie die langjährigen Fahrten der Carnegie-Institution auf allen Meeren gezeigt haben, fehlen über den Ozeanen die radioaktiven Substanzen, welche auf dem Festlande mehr als drei Viertel der Gesamtionisation liefern, fast gänzlich. Der Radiumemanationsgehalt der Luft beträgt in Entfernungen von einigen hundert Kilometern vom

Festland nur ein Hundertstel des normalen Gehaltes über Land. Als Ionisator über dem Meere bleibt nur übrig die kosmische Ultragammastrahlung (Höhenstrahlung), die im Meeresniveau eine Ionisation von kaum mehr als 2 J liefern dürfte. Die Zahl der leichten Ionen über dem Meere beträgt im Mittel, nach den Resultaten der Carnegie-Fahrten $n_+ = 615$, $n_- = 499$, ist also nur unwesentlich kleiner als über Festland[1]).

Einsetzen dieser Werte in die obengenannte Bilanzgleichung würde demnach für die Verschwindungskonstante über See einen mittleren Wert von nur $3 \cdot 10^{-3}$ sec^{-1} erwarten lassen, also eine im Mittel fünffach kleinere Zahl, als über Festland. Die zu erwartende mittlere Lebensdauer der leichten Ionen wäre demnach etwa 330 sec.

Es schien mir daher notwendig, zunächst Messungen der Verschwindungskonstante über dem Meere anzustellen und gleichzeitig durch Messungen der durchdringenden Höhenstrahlung im Meeresniveau den Betrag der durch diese Ultragammastrahlung und durch die von ihr erregte Sekundärstrahlung an der Meeresoberfläche erzeugte Ionisation einer Überprüfung zu unterziehen.

Es wäre natürlich am besten, solche Messungen auf hoher See, etwa an Bord eines großen Ozeandampfers auszuführen, wo am Vorderschiff der Fahrtwind ja stets von selbst vollkommen reine Seeluft heranbringt. Leider aber ist die Methode der Messung der Ionenverschwindungskonstante — vorläufig wenigstens — an Bord eines Schiffes nicht durchführbar, da bei der hierzu erforderlichen Empfindlichkeit der Elektrometer die wechselnde Neigung des Schiffes durch fortwährende Nullpunktsänderungen jede Messung vereiteln würde.

Es mußte daher zunächst eine kleine, möglichst freistehende Insel als Standort für die Messungen ausgewählt werden.

Die Wahl fiel auf Helgoland, einerseits deswegen, weil die dort befindliche staatliche biologische Anstalt mit ihren Laboratorien wertvollen Rückhalt bot, anderseits, weil die Entfernung vom Festland, wenigstens bei westlichen und nördlichen Winden, genügend groß ist, um Störungen durch Landluft auszuschließen.

Da die Beobachtungen einigermaßen überraschende Ergebnisse lieferten, so wurde später, im August und September 1927 zum Vergleich noch etwa 20 Beobachtungsreihen in reiner Landluft, in einem im Hochgebirge gelegenen Orte Tirols durchgeführt.

1) J. S. Mauchly, Carnegie Inst. of Washington. Publication Nr. 175, Vol. V. S. 385—424. 1925.

3. Die Versuchsanordnung.

Es kam vor allem darauf an, eine Versuchsanordnung zu schaffen, welche auf Reisen leicht mitführbar war und auch im Freien noch ohne Schwierigkeiten benutzt werden konnte.

Schweidlers Methode I schien für solche Zwecke viel weniger geeignet als die oben beschriebene Methode II, die von W. Schlenk (l. c.) in Innsbruck erprobt worden ist. Die von ihm benutzte Anordnung mit Quadrantenelektrometer war natürlich nicht geeignet, es mußte vor allem an dessen Stelle ein leicht transportables und leicht justierbares Elektrometer von mindestens gleich großer Ladungsempfindlichkeit verwendet werden. Mit Einfadenelektrometern läßt sich wegen der viel geringeren Kapazität leicht eine höhere Ladungsempfindlichkeit bei geringerer Voltempfindlichkeit erreichen. Ich fand, daß für Arbeiten im Freien sich das neue Kolhörstersche Einschlingenelektrometer[1]) am besten eignet. Der Faden ist durch eine mit Platin bestäubte Quarzschlinge ersetzt, deren Ebene vertikal gestellt ist und die sich zwischen zwei auf etwa + 120 Volt geladenen Schneiden befindet. Das Elektrometer wurde in Überkopfstellung auf die zylindrische Ionisierungskammer gestülpt; die Kapazität des Gesamtsystems betrug laut Bestimmung mittels Harmskondensator 16,89 cm, wovon 9,14 cm auf das Ionisationsgefäß, der Rest auf Elektrometer und die Zuleitung entfielen. Ich arbeitete meist mit einer Spannungsempfindlichkeit von 60 Skalenteilen der Okularskala pro Volt; die Ladungsempfindlichkeit pro Skalenteil betrug demnach $0{,}938 \cdot 10^{-3}$ E.S.E.d. s. $1{,}965 \cdot 10^6$ Elementarquanten, war also etwa doppelt so groß, als die bei Schlenks Versuchsanordnung. Die ganze, nach meinen Angaben von Günther & Tegetmeyer, Braunschweig ausgeführte Anordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Die zylindrische 60 cm hohe und 15,9 cm weite Ionisationskammer J ist mit einem Ebonitring wohl isoliert an der geerdeten Scheibe P aufgehängt. Sie besteht aus $^1/_2$mm dickem Zinkblech (Volumen 11,9 Liter) trägt an der Vorderseite der Mantelfläche zwei gut passende Türen Q_1, Q_2, welche zum Lüften der Kammer dienen. Außerdem kann noch für diesen Zweck der untere Deckel D, der durch 4 Häkchen befestigt ist, leicht entfernt werden. Da die Anordnung für die Auflademethode verwendet wird, so muß zwischen der Innenelektrode St (ein 51 cm langer, 5 mm dicker Zinkstab) und dem mit der Batterie verbundene Ionisationsgefäß J ein metallischer Schutzring SS' eingeschaltet werden. Dieser ist direkt in die geerdete Grundplatte P eingeschraubt und

1) W. Kolhörster, Physik. Zeitschr. **26**, 654, 1925.

ragt etwa $^1/_2$ cm über der inneren Bernsteinisolation (punktiert angedeutet) des Stiftes St heraus. Der Stift St endet oben innerhalb des geerdeten Zylinders H in einer Hülse, in deren Boden ein kleines Platinblech eingelötet ist.

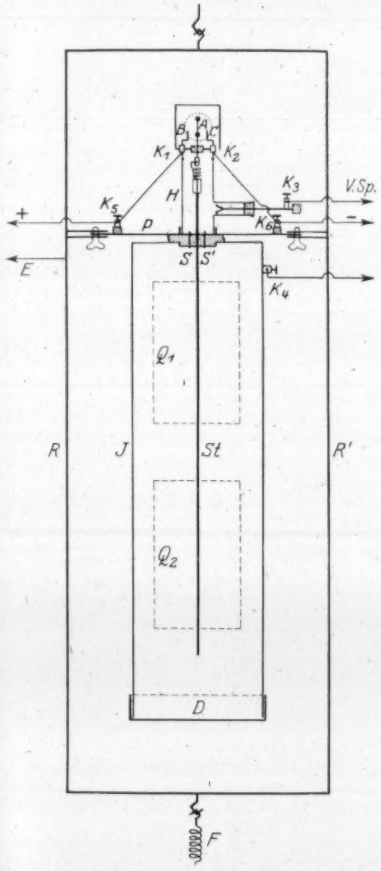


Fig. 1

Wird nun das Einschlingenelektrometer von oben her aufgestülpt, so berührt eine mit der Schlinge in leitender Verbindung befindliche Spirale mit Platinspitze das Platinblech und stellt so den Kontakt zwischen Elektrometer und Ionisationskammer her. Das Schlingensystem A befindet sich zwischen den auf etwa + 120 Volt geladenen Schneiden B und C. Die Zuführung dieser Hilfsspannung wird durch Drähte von K_5 nach K_1, bzw. K_6 nach K_2 vermittelt. In den Zuleitungen sind stets zur Sicherheit gegen Kurzschlüsse beim etwaigen Abspringen von Drähten u. dgl. kleine Silitwiderstände von je 100,000 Ohm eingeschaltet. Die Spannung wird einer Serie von vier Anodenbatterien von je 90 Volt entnommen, die Mitte dieser Batterien bleibt dauernd geerdet.

Das Ionisationsgefäß J konnte mittels der zu einer Potentiometeranordnung führenden Klemme K_4 auf jeder gewünschten positiven oder negativen Spannung von 0,05 bis 300 Volt gehalten werden.

Am Halse H des Elektrometers ist seitlich (in der Figur rechts) ein mit durchbohrtem Bernsteinstopfen versehenes Ansatzrohr angebracht, welches eine mit Zinkblechfeder versehene, mit der Hand verschiebbare Ladesonde enthält. Durch diese kann das Elektrometersystem jederzeit geerdet oder auf eine gewünschte Spannung gebracht werden.

Wenn man die übliche Aufladem ethode verwendet, so erreicht z. B. nach Durchlaufen von 10 Skalenteilen bei der oben angegebenen Empfindlichkeit das System immerhin ein Potential von 0,17 Volt, was bei kleiner Spannung am Ionisationsgefäß (z. B. 0,5 Volt) merkliche Verlangsamung der Aufladung schon während der Messung bewirkt.

Man kann diese Komplikation leicht eliminieren, wenn man dafür sorgt, daß das Potential des isolierten Systems (Elektrometer und Stift St) während der Messung nie wesentlich von Null abweicht; zu diesem Zwecke legte ich z. B. wenn das Ionisationsgefäß J auf positivem Potential gehalten wurde, an die Ladesonde eine kleine negative „Vorspannung" von etwa − 0,1 Volt an und berührte für einen Moment mit der Sonde den Stift. Ich ließ dann während der eigentlichen Messung das System die Skalenteile − 5 durch Null bis + 5 durchlaufen, d. h. das Potential der inneren Elektrode St variierte nur von − 0,08 bis + 0,08 Volt und betrug im Mittel stets Null. Eine Zerstreuungskorrektur wird dann überflüssig, da die Zerstreuung im ersten Teil der Messung mit der Wanderung des Fadens gleichsinnig, im zweiten Teil ihr aber entgegengesetzt wirkt[1]).

Als Spannungsquelle für diese „Vorspannung" diente ein auf einem kleinem paraffinierten Brett montierter Hilfs Stromkeis, der aus einer Zelle einer Taschenlampenbatterie und drei in Reihe ge-

1) Ein ähnlicher Kunstgriff wird bei den Messungen der durchdringenden Strahlung mittels Einfadenelektrometers auf den Fahrten des Forschungsschiffes „Carnegie" verwendet. Vgl. J. S. Ault nnd S. I. Mauchly, Public. Nr. 175 Vol. V der Carnegie-Institution of Washington 1925, S. 273.

schalteten auswechselbaren Silitwiderständen von 0.1 bis 2,5 Megohm bestand. Durch Erdung und Abzweigung an passender Stelle war es leicht möglich, jede gewünschte positive oder negative Vorspannung an der Ladungssonde zu erzielen.

Die Voltempfindlichkeit des Elektrometers wurde vor und nach jeder Messungsreihe mittels der Potentiometeranordnung oder einfach mittels Normalelement bestimmt.

Fig. 2 gibt eine photographische Ansicht der gesamten Versuchsanordnung. Elektrometer und

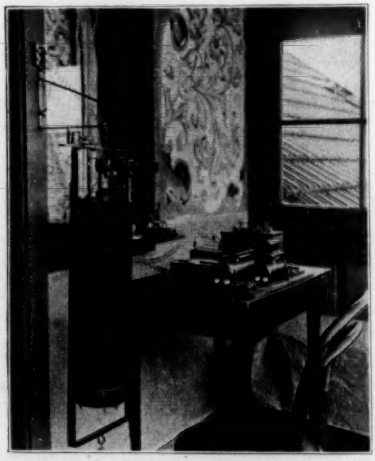


Fig. 2.

Ionisationskammer sind innerhalb eines kräftigen rechteckigen Rahmens aus Bandeisen montiert (in Fig. 1 mit $R:R'$ bezeichnet), der oben und unten mit kräftigen Haken versehen ist. Mittels einer sehr starken Stahlfeder wird dieser Rahmen zwischen zwei an einer vertikalen Wand (z. B. an der Außenwand einer Hütte, an einem Türrahmen u. dgl.) eingeschraubten Eisenträgern festgehalten. Es ist dies die einzige Befestigung, die sich beim Arbeiten im Freien wirklich bewährt hat.

Fig. 2 läßt auch die Einzelheiten der Aufstellung deutlich erkennen. Man sieht auch links oben an den Eisenrahmen montiert den Hilfsstromkreis für die Erzeugung der Vorspannung. Der ganze Apparat ist auf einem Türrahmen eines offenen Balkons angebracht. Hinter der Ionisationskammer ist die auf einem Brett übersichtlich montierte Anordnung der 4 Anodenbatterien zur Erzeugung der Hilfsladung für das Elektrometer, rechts am Tisch das Schaltbrett mit dem Potentiometer erkenntlich.

Es sei noch ganz kurz der Vorgang bei der Durchführung jeder Versuchsreihe beschrieben: Zuerst wird die Ionisationskammer gründlich gelüftet, eventuell durch Ausschwenken des Gefäßes bei geöffneten Türen Q, Q' und abgenommenem Deckel. Dann wird das Gefäß geschlossen und das Elektrometer durch Anlegen der Hilfsspannung auf die gewünschte Empfindlichkeit gebracht. Endlich wird dann durch wiederholte Messung der Aufladegeschwindigkeit bei einigen Spannungswerten, z. B. 250, 25, 10, 5, 2, 1 und 0,5 Volt die Charakteristik aufgenommen.

Es ist noch zu berücksichtigen, daß wegen der etwaigen Kontaktpotentialdifferenz zwischen Gefäß J und Innenelektrode St (Fig. 1) die am Voltmeter abgelesenen Potentialdifferenzen nicht genau der wahren Spannungsdifferenz entsprechen. Daher muß man die Kontaktpotentialdifferenz besonders bestimmen.

Wenngleich bei meiner Anordnung Gefäß und Stift aus demselben Metall bestanden (Zink), betrug doch die Kontaktpotentialdifferenz — 0,07 Volt. Sie wurde allmonatlich 1—2 mal nachgeprüft und von der am Potentiometer abgelesenen Spannung in Abrechnung gebracht, bzw. bei negativer Spannung zu dieser addiert.

Zum Schluß sei noch etwas über die Stärke der natürlichen Ionisation im Gefäß mitgeteilt. Diese betrug in der emanationsarmen Luft von Helgoland etwa 8 bis 9,6 Ionen/ccm sec, in Tirol 9 bis 16 J. Sie war somit erheblich kleiner, als bei Schlenck, dessen Gefäß eine natürliche Ionisation von 46 J aufwies, also schon als merklich radioaktiv verseucht bezeichnet werden muß.

Da Schweidler[1]) gezeigt hat, daß die gemessenen Werte der Ionenverschwindungskonstante ungefähr dieselben bleiben, auch wenn man die Ionisierungsstärke im Gefäß durch Annähern eines radioaktiven Präparates bis $q = 350\ J$ erhöht, so ist es ziemlich unbedenklich, die Versuchsdauer dadurch abzukürzen, daß man die natürliche Ionisation durch solche Mittel steigert. Ich habe eine Anzahl von Versuchsreihen sowohl mit, als ohne künstliche Ionisation von außen ausgeführt und kann Schweidlers Befund (Unabhängigkeit der Verschwindungskonstante vom Absolutwerte von q) durchaus bestätigen. Doch verwendete ich das erwähnte eingeschmolzene Mesothor-Präparat (Leuchtfarbe) stets in so großen Entfernungen vom Apparat ($1^1/_2$—2 m), daß die durch dessen β- und γ-Strahlen erzeugte Ionisierungsstärke

1) Wiener Sitz.-Ber. IIa **128**, 954. 1919.

höchstens 30 J betrug. Dadurch war auch bewirkt, daß das Gefäß in allen Teilen gleich stark ionisiert wurde.

Für die Summe der Beweglichkeit der leichten Ionen in feuchter Luft wurde, wie bei Schlenck der Wert $k_1 + k_2 = 1{,}51 + 1{,}36 = 2{,}87 =$ rund $2{,}9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} : \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ verwendet. Der Umrechnungsfaktor zur Verwandlung der experimentell erhaltenen Halbwertspannungen H in β ergibt sich daher

$$\frac{4\pi \cdot C(k_1 + k_2)}{V} = 28{,}0 \cdot 10^{-3} \frac{\text{sec}^{-1}}{\text{Volt}},$$

wenn H in Volt ausgedrückt wird.

Die Voraussetzung, daß die Summe der Ionenbeweglichkeit bei jedem Versuche mit natürlicher, nicht eigens getrockneter Freiluft denselben konstanten Wert hat, ist, wie Schweidler ausdrücklich bemerkt, der schwache Punkt der Methode. In Wirklichkeit werden die Schwankungen dieser Größe unter verschiedenen Witterungsverhältnissen vielleicht $\pm$ 20 Proz. erreichen. Doch spielen für unsere Zwecke, wo es hauptsächlich auf die Feststellung der eventuellen Unterschiede in der Größenordnung der Ionenverschwindungskonstante an verschiedenen Orten ankam, diese Abweichungen keine ausschlaggebende Rolle. Bei den Versuchen in Helgoland und in Graz (360 m) wo der Luftdruck vom Normalwert 760 mm nur um wenige Prozent abweicht, wurde stets der gleiche, oben erwähnte Wert für die Summe der Ionenbeweglichkeit verwendet. Nur bei den Versuchen in Lans (Tirol) in 880 m Seehöhe schien es nötig, entsprechend dem Verhältnisse des dortigen mittleren Luftdruckes zum Normaldrucke den Umrechnungsfaktor auf $30{,}9 \cdot 10^{-3}$ zu korrigieren.

4. Die Ergebnisse der Beobachtungen.

Nachdem durch Vorversuche in Graz und Küb am Semmering das gute Funktionieren der Apparate und die geeignete Art der Aufstellung im Freien erprobt war, wurde als meteorologisch günstigster Monat der Juni für die Beobachtungen auf Helgoland ausgewählt.

Die erste Reihe von Beobachtungen wurde auf einem offenen Balkon der Villa Redell auf dem Oberland der Insel ausgeführt, wobei der Apparat am Türrahmen der Balkontür angeschraubt wurde. Die genannte Villa hat gegen Osten und Süden freie Lage und schien von den zur Auswahl vorliegenden Häusern noch am besten geeignet. Es durfte freilich nicht übersehen werden, daß die relativ dichte Besiedlung des Unterlandes und der nördlich von der genannten Villa gelegenen Partie des Oberlandes der Insel gelegentlich zu Rauchstörungen Anlaß geben kann. Solche waren insbesondere bei Nord- und Ostwinden zu befürchten; sie sind an bedeutend erhöhten Werten der Verschwindungskonstante erkenntlich. Tatsächlich wurden im ganzen dreimal solche Störungen bemerkt und ich verlegte daraufhin die Beobachtungen auf die späteren Nacht- und ersten Morgenstunden, zu denen kein Kamin in Tätigkeit war. Die Resultate der 20 Beobachtungsreihen auf dem Oberland sind nachstehend verzeichnet; die Verschwindungskonstanten sind mit 10^3 multipliziert angegeben; die Extremwerte sind mit Sternchen gekennzeichnet.

$10^3 \cdot \beta =$ 48, 44,5, 22, 16*, 73*, 52, 40, 58, 36, 29, 50, 43, 72, 67, 31, 31, 40, 37,5, 47, 53

Mittelwert $\beta = 44{,}9 \cdot 10^{-3}\ \text{sec}^{-1}$;

$\vartheta =$ 20, 22,5, 45,5, 63*, 14*, 19, 25, 17, 28, 34, 20, 23, 14, 15, 32, 32, 25, 27, 21, 19

Mittelwert $\vartheta = 22{,}3$ sec.

Vollständige Tabellen dieser Beobachtungen mit den gleichzeitig gemessenen, meteorologischen Elementen sind in meiner ausführlichen Arbeit mitgeteilt[1]).

Die Mittelwerte von β und ϑ sind nicht viel verschieden von den bei meinen Vorversuchen in Graz und am Semmering erhaltenen Werten. Es ist dies recht überraschend, umso mehr als Schweidler (l. c.) in reiner Landluft (Seeham, Salzburg) nach seiner Methode 1 als mittlere Lebensdauer der leichten Ionen $\vartheta =$ ca 50 sec gefunden hat.

Es war demnach die Möglichkeit in Betracht zu ziehen, daß die oben genannten Zahlen für die mittlere Lebensdauer noch immer durch leichte, sonst nicht bemerkbare Rauchstörungen auf dem Beobachtungsplatze zu klein (β zu groß) ausgefallen waren und nicht den Verhältnissen reiner insularer Luft entsprechen.

Auf dem Oberlande war nun zur Zeit kein anderer Beobachtungsplatz zu finden, da ein solcher doch andererseits Schutz vor Regen und Sturm bieten muß. Auch die Düne, eine $1\frac{1}{2}$ km von Helgoland gelegene kleine Sandinsel wurde für die Aufstellung in Betracht gezogen, aber wieder verworfen, da bei den vorherrschenden starken Winden Störungen durch Flugsand und zerstäubtes Meerwasser zu befürchten waren.

Es mußten daher die Beobachtungen nach dem Hafengebiet von Helgoland verlegt werden.

1) Sitz.-Ber. Wien. Akad. d. Wiss. 3. Nov. 1927.

b) Beobachtungen im Hafengebiet von Helgoland.

Das eigentliche Unterland der Insel Helgoland ist selbst viel zu dicht besiedelt, als daß es für luftelektrische Messungen in Betracht käme. Doch bieten die nach Kriegsende großenteils zerstörten Anlagen des weit nach Süden geschobenen Hafens mehrere Aufstellungsmöglichkeiten. Da es nicht anging, in der kurzen zur Verfügung stehenden Zeit und bei den augenblicklichen zur Verfügung stehenden Mitteln eine eigene Beobachtungshütte auf dem geeignetsten Punkt, dem Ende der Ostmole, aufzustellen, so verfuhr ich in der Weise, daß ich die Apparate in einem direkt an der Hafenmauer gelegenen Laboratoriumsgebäude der staatlichen biologischen Anstalt im Erdgeschoß, vor dem Erdfeld geschützt, an einem Türrahmen befestigte und dort die Messungen durchführte, während die Ionisationskammer selbst vor jeder Versuchsreihe bis zum Ende der 360 m frei ins Meer hinausragenden Ostmole oder an andere von Rauchstörungen gesicherte Orte gebracht, dort gründlich gelüftet und verschlossen zurückgetragen wurde. Die Ostmole ist ein Steindamm, der bei höchstem Wasserstande etwa 4 m über die Meeresoberfläche herausragt und relativ wenig der Brandung ausgesetzt ist. Der Endpunkt ist etwa $1^1/_2$ km von der Hauptinsel entfernt, die von dort aus betrachtet einen Gesichtswinkel von nur etwa 30^0 einnimmt. Nur bei Nordwestwind wird also Luft vom bewohnten Teil der Insel herübergetragen.

Die erhaltenen Resultate (20 Beobachtungsreihen) sind im folgenden wiedergegeben.

$10^3 \cdot \beta = 28,\ 23,\ 15^*,\ 33,\ 39,\ 69,\ 84^*,\ 30,\ 26,\ 36,\ 42,\ 44,\ 43,\ 26,\ 37,\ 24,\ 22,\ 28,\ 31,\ 25$

Mittelwert $\beta = 35{,}3 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{sec}^{-1}$.

$\vartheta = 35,\ 43,\ 66^*,\ 30,\ 26,\ 14,\ 12^*,\ 33,\ 39,\ 28,\ 24,\ 23,\ 23,\ 38,\ 27,\ 42,\ 45,\ 36,\ 32,\ 40$

Mittelwert $\vartheta = 28{,}3$ sec.

Die Extremwerte sind wieder durch Sternchen gekennzeichnet. Die erhaltene mittlere Lebensdauer der leichten Ionen im Hafengebiet von Helgoland ist, wie man sieht, zwar um 20 Proz. größer als auf dem Oberland, aber noch immer erheblich kleiner, als man in sehr kernarmer Luft vielleicht erwarten würde.

Es trifft sich nun sehr günstig, daß auf Helgoland G. Lüdeling[1]) eine längere Beobachtungsreihe mit dem Aitkenschen Kernzählapparat ausgeführt hat (1903), und zwar gerade im Juni, also in demselben Monat, in dem meine Messungen durchgeführt wurden. Er findet im Mittel

auf dem Oberland . . . 3800 Kerne pro ccm
auf der Düne . . . . . 3100 „ „ „

und eine sehr deutliche Abhängigkeit der Kernzahl auf der Düne von der Windrichtung, d. h. dem Orte der Herkunft der Luft:

Windrichtung	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Zahl der Staubteilchen pro 1 ccm (Kerne)	1650	900	—	12200	20500	2550	1900	2600

d. h. wirklich hohe Kernzahlen sind nur bei ausgesprochenem Landwind (S, SE) beobachtet worden. Doch zeigten Versuche desselben Verfassers bei starker Brandung am Strande und im Gischt der Schaufelräder des Dampfers „Cobra", daß offenbar auch Salzteilchen in der Luft die Rolle der Kondensationskerne im Aitkenschen Apparat übernehmen können. Auch die Untersuchungen Lüdelings auf dem Rotersandleuchtturm[2]) in der Nordsee lieferten analoge Ergebnisse.

Aus Lüdelings Arbeiten kann man den Schluß ziehen, daß „reine" Luft über der Nordsee etwa 2000—3000 Kondensationskerne pro ccm enthält, von denen ein großer Teil Salzteilchen sein dürften.

Für unseren Fall, d. h. für die Ionenvernichtung durch Anlagerung an Kerne, ist es wohl gleichgültig, woraus die Kerne bestehen; maßgebend ist ihre Zahl. Und da man nun in „reiner" Landluft, also an Orten in wald- und wiesenreichen Gebieten, wo Rauchgase völlig fehlen, auch im allgemeinen nicht mehr als 3000 Kerne pro ccm enthält[1]), so ist zu folgern, daß demgemäß in solcher Landluft die mittlere Lebensdauer der Ionen im Mittel nicht wesentlich kleinere Werte als etwa 30 sec annehmen wird. Da die Vorversuche in Küb zu wenig zahlreich waren, so führte ich zur Prüfung dieser Schlußfolgerung noch eine Reihe von etwa 20 Messungen der

1) Veröffentl. d. königl. Preuß. Meteorol. Inst. Berlin 1904 (Asher & Co.) Ergebn. d. meteorol. Beob. in Potsdam 1901 S. 33.

2) Veröffentl. d. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 192. Ergebn. d. meteorol. Beob. 1904, Berlin (Behrend & Co.) 1908, S. 23.

1) Wilh. Schmidt, Meteorol. Zeitschr. 35, 281, 8101.

Größe β bzw, ϑ aus, über die weiter unten berichtet wird.

Eigene Parallelmessungen des Kerngehaltes der Luft konnte ich, da ich auf mich allein angewiesen war, leider nicht ausführen; denn die Bedienung der Anordnung zur Bestimmung der Verschwindungskonstante nimmt einen Beobachter völlig in Anspruch.

Es ist nun recht überzeugend und bestätigt unsere Auffassung über den Zusammenhang zwischen Kernzahl und Verschwindungskonstante (bzw. mittlerer Lebensdauer) der leichten Ionen, wenn man die oben angegebenen Werte von β nach der gleichzeitig herrschenden Windrichtung ordnet. Man erhält dann folgende Zahlen (die in Klammern gesetzten Ziffern bedeuten die Zahl der Beobachtungen, die jeweils zur Mittelbildung verwendet worden ist):

Windrichtung	E	SE	S	SW	W
$10^3 \cdot \beta$	45	33	60	36	28
	(9)	(7)	(5)	(5)	(9)

Für die nicht angegebenen Windrichtungen liegen keine oder zu wenig Messungen vor. Man kann aus dieser Tabelle im Einklang mit Lüdelings Kernzählungen den Schluß ziehen, daß vom Festland her wehende Winde (S) die meisten Kerne enthalten und daher auch die höchsten Werte der Verschwindungskonstante β (bzw. die die niedrigsten Werte von ϑ) ergeben.

C. Beobachtungen in Tirol.

Zum Vergleich mit den Helgoländer Messungen wurde vom 22. August bis 11. September 1927 eine Reihe von 21 Messungen der Verschwindungskurven in Lans (Tirol) ausgeführt, und zwar auf einem ca. 10 m² großen, nach NW völlig offenen Balkon im 2. Stockwerk der Villa Scheidle, eines außerhalb des Dorfes Lans gelegenen Landhauses. Lans liegt im Innsbrucker Mittelgebirge, 880 m über dem Meere, etwa 300 m über der Talsole des Inntales und ist 10 km von der parallel hierzu laufenden Kette des Karwendelgebirges (2500 m) entfernt.

Der Apparat wurde wieder auf einem Türrahmen angeschraubt. Die erhaltenen Resultate sind die folgenden[1]).

$10^3 \cdot \beta = 40,\ 35,\ 32,\ 21,\ 19^*,\ 24,\ 22,\ 34,\ 29,\ 26,\ 30,\ 36,\ 33,\ 39,\ 28,\ 36,\ 28,\ 24,\ 43^*,\ 27,\ 34$

$\vartheta = 25,\ 29,\ 31,\ 47,\ 52^*,\ 41.\ 45,\ 30,\ 35,\ 38,\ 33,\ 28,\ 30,\ 26,\ 36,\ 27,\ 35,\ 37,\ 23^*,\ 37,\ 30$

Mittelwerte: $\beta = 30{,}6 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{sec}^{-1}$

$\vartheta = 32{,}7 \cdot \mathrm{sec}.$

Die Verschwindungskonstante ist also im Mittel noch etwas kleiner (ϑ noch etwas größer) als im Hafengebiet von Helgoland, was darauf hindeutet, daß die Landluft in Lans noch etwas weniger Kondensationskerne enthält, als die Luft im Helgoländer Hafen. Auffallend ist ferner, daß die Extremwerte in Lans ($\vartheta = 52$ und 23 sec) weniger stark voneinander abweichen als die auf Helgoland ($\vartheta = 66$ und 12 sec).

5. Die Wiedervereinigung zwischen leichten und schweren Ionen.

Da die Zahl der positiven schweren Ionen praktisch stets gleich der negativen ist, so darf man schreiben

$$N_1 = N_2 = N$$

und wenn man die Zahl der ungeladenen Aitkenschen Kerne mit N_0 bezeichnet, so beträgt dann die Gesamtzahl der geladenen und ungeladenen Kerne $2N + N_0$.

J. J. Nolan und seine Mitarbeiter[1]) haben nun gezeigt, daß

$$N/N_0 = \eta_2/\eta_1 = 1{,}28,$$

wobei η_1 den Wiedervereinigungskoeffizienten zwischen leichten Ionen und ungeladenen Kernen, η_2 denjenigen zwischen leichten Ionen und geladenen Kernen des entgegengesetzten Vorzeichens bedeutet. Daraus folgt, daß im Mittel 39 Proz. der Kerne keine Ladung besitzen, ferner daß man in der Gleichung für den stationären Zustand der leichten Ionen

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - \eta_1 N_0 n - \eta_2 N n = 0$$

oder $= q - n(\alpha n + \eta_1 N_0 + \eta_2 N) = q - \beta n = 0$

im Klammerausdruck N_0 durch $1{,}28\,N$, η_1 durch $\eta_2/1{,}28$ ersetzen kann, so daß die Schweidlersche Verschwindungskonstante β sich in folgender Weise ansetzen läßt:

$$\beta = \alpha n + 2\,\eta_2 N.$$

In diesem Ausdruck ist gewöhnlich, d. h. in Luft von normalem Kerngehalt, das erste Glied gegenüber dem zweiten zu vernachlässigen.

Für Helgoland, wo außer meinen experimentellen Bestimmungen von β auch noch die er-

[1]) J. J. Nolan, R. K. Boylan und G. P. de Sachy. Proc. Roy. Irish Acad. **37** (A.) 1, 1, 1925.
J. J. Nolan und G. P. de Sachy, Proc. Roy. Irish Acad. **37** (A.) 7, 93, 1927.

[1]) Auch hier wurden, wie auch auf Helgoland die wichtigsten meteorologischen Elemente gleichzeitig gemessen. Die vollständigen Tabellen sind in meinen ausführlichen Abhandlung (Sitz-Ber. der Akad. d. Wiss. in Wien) wiedergegeben.

wähnten Kernzählungen G. Lüdelings aus dem Jahre 1903 vorliegen, kann man nun, unter Zuhilfenahme der oben erwähnten, von Nolan gefundenen numerischen Beziehungen zwischen η_1, η_2, N und N_0 auch eine Berechnung von η_2, d. h. des Wiedervereinigungskoeffizienten zwischen leichten und schweren Ionen anstellen. Da meine Messungen im gleichen Monat angestellt wurden, wie Lüdelings Kernzählungen, wenn auch in verschiedenen Jahren, so wird man die Mittelwerte der beiden Größen als annähernd zueinander passend ansehen dürfen.

Setzt man Lüdelings Mittelwert der Kernzahl von Helgoland (Oberland) 3800 für $2N + N_0$ ein, so erhält man als Zahl der schweren Ionen je eines Vorzeichens $N = 1160$. Die Zahl der leichten Ionen wollen wir nach Lüdelings Messungen[1]) zu $n = 250$ ansetzen und ferner meinen im Hafen von Helgoland gefundenen Mittelwert für $\beta = 35{,}10^{-3}$ benutzen. Aus der Gleichung

$$1{,}6 \cdot 10^{-6} \cdot 250 + 2\eta_2 \cdot 1160 = 35{,}10^{-3}$$

ergibt sich dann der gesuchte Wiedervereinigungskoeffizient zwischen leichten und schweren Ionen zu

$$\eta_2 = 14{,}9 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{cm^3/sec.}$$

Der Koeffizient für die Anlagerung von leichten Ionen an ungeladene Kerne ergibt sich entsprechend bei der Benützung der Nolanschen Beziehung

$$\eta_1 = \eta_2 / 1{,}28$$

zu

$$\eta_1 = 11{,}6 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{cm^3/sec.}$$

Diese Zahlen sind in recht guter Übereinstimmung mit Messungen von J. J. Nolan und seiner Mitarbeiter auf Irland, die auf ganz anderem Wege ausgeführt worden sind und die Werte 9,7 bzw. $7{,}6 \cdot 10^{-6}$ ergeben haben. Dies zeigt umgekehrt, daß meine experimentellen Bestimmungen von β korrekt sind.

Analoge Berechnungen für Lans durchzuführen hat keinen Sinn, da dort keine Kernzählungen vorliegen.

6. Versuche über die Ultragammastrahlung (Höhenstrahlung) und die von ihr erzeugte Sekundärstrahlung im Meeresniveau.

Um eine Ionisierungsbilanz über dem Meere aufstellen zu können, war es nun noch notwendig, die Wirksamkeit der ionenerzeugenden Faktoren auf Helgoland direkt zu bestimmen. Als solche kommen, da der Emanationsgehalt der Luft bei reinem Seewind von zu vernachlässigender Größe ist, nur die kosmische Ultragammastrahlung (Höhenstrahlung) und die von ihr erzeugten Sekundärstrahlen in Betracht.

Die Existenz einer solchen Sekundärstrahlung steht wohl nicht in Frage[1])

Wenn man die Theorie des Compton-Effekts auf das vorläufig übrigens noch recht wenig sicher bekannte Wellenlängengebiet der Ultragammastrahlung (Höhenstrahlung) anwendet, so erhält man das Resultat[2]), daß beim Durchqueren der Lufthülle der Erde mehr und mehr Energiequanten der primären Strahlung in solche von zwei-, vier- achtfach usw. geringerer Frequenz umgewandelt werden unter gleichzeitiger Aussendung je eines Elektrons von sehr hoher Geschwindigkeit. So entstehen aus der ursprünglichen härtesten Primärstrahlung der Frequenz ν sekundäre Gammastrahlen zuerst von der Frequenz $\nu/2$, dann $\nu/4$ usw. und daneben Elektronen von verschiedener Geschwindigkeit. Die große Härte der Primärstrahlen läßt vermuten, daß die so erzeugten härtesten Korpuskularstrahlen (Elektronen) Geschwindigkeiten besitzen, die einer frei durchlaufenen Spannungsdifferenz von $1{,}5 \cdot 10^7$ Volt entsprechen und daher Luftschichten bis zu etwa 50 m oder äquivalente Metallschichten von einigen Millimetern zu durchdringen vermögen, wobei sie praktisch in der gleichen Richtung laufen wie die Primärstrahlen.

Wenn nun die so laufenden Elektronen wirklich, so wie es Comptons Theorie erfordert, weitaus gegenüber den in anderen Richtungen oder gar in 180° gegen die Einfallsrichtung der Primärstrahlen verlaufenden Elektronen überwiegen, so könnte man erwarten, daß wenn man ein geschlossenes Ionisationsgefäß oben sukzessive mit dünnen Platten aus einem Material von hoher Ordnungszahl, z. B. Blei, bedeckt, man zunächst eine kleine Erhöhung der Ionisation im Gefäß erhält, trotzdem die in der Luft erregten Elektronen gleichzeitig im Metall absorbiert werden. Erst von einer gewissen „Sättigungsschichtdicke" an würde dann eine Abnahme der Ionisation entsprechend der Absorption der weicheren Anteile der Gesamtstrahlung eintreten.

Die Idee der Verstärkung der Ionisation durch Verwendung eines Wandmaterials von höherer Ordnungszahl bei der Ultragammastrahlung wurde schon mehrfach benutzt[3]), doch haben alle Autoren nur Innenauskleidung der Gefäße

1) Zitat[1]) auf S. 15 und vgl. S. 24 oben.

1) V. F. Hess, Wien. Ber. (IIa) **121**, 2030, 1912 u. Physik. Zeitschr. **13**, 1091, 1912.

2) R. A. Millikan und G. H. Cameron, Phys. Review (2) **28**, 851, 1926.

3) Miss Herrick (W. F. G. Swann), Bullet. Nat. Research Council Nr. 17, S. 65, 1922.
E. Marsden, Terr. Magn. **27**, 105, 1922.
W. Kolhörster (und G. v. Salis) Berlin. Ber. 34, 866, 1923.
W. Kolhörster, Berlin, Ber. **36**, 120, 1925.

angewendet, wodurch gleichzeitig eine unvermeidliche Änderung der Reststrahlung der Gefäßwand bewirkt wird.

R. A. Millikan und G. H. Cameron (l. c.) schlossen aus ihren Abschirmversuchen in Muir Lake mit Vorbehalt, daß die von der Ultragammastrahlung erzeugte sekundäre Elektronenstrahlung ungefähr ebensoviel zur Ionisation innerhalb eines 3 mm dicken Messinggefäßes beitragen, als die Primärstrahlen. Sie finden im Meeresniveau also ungefähr je 1,4 J als Effekt der Primärstrahlung und der von ihr sekundär erzeugten Elektronen und in 3590 m Seehöhe (Muir Lake) etwa je 4,8 J.

Da diese Werte innerhalb von 3 mm dicken Messinggefäßen erhalten worden sind, schien es mir angezeigt zu versuchen, ob man eine merkliche Verstärkungswirkung (Erhöhung der Ionisation) erhält, wenn man einen normalen Kolhörsterschen Strahlungsapparat mit Bleiblechen von 2, 4 und 6 mm Dicke überdeckt[1]). Die Absorption der Ultragammastrahlung selbst in diesen Schichtdicken beträgt nur etwa 8, 16 bzw. 24 Promille der Intensität ohne Schirm, macht also praktisch nichts aus.

Versuche dieser Art in der emanationsarmen Luft von Helgoland schienen aussichtsreicher, als über Festland, wo die Strahlung der radioaktiven Substanzen in der Atmosphäre mit 0,1—0,3 J schon durch ihre Veränderlichkeit störend wirkt.

Es wurden zwei Kolhörstersche Strahlungsapparate[2]), abwechselnd oben und unten mit halbzylindrisch gebogenen Bleiblechen umkleidet, und die Stellung der Bleibleche stündlich vertauscht, um etwaige Schwankungen der Ultragammastrahlung im Verlaufe des Tages unschädlich zu machen. Die Versuche wurden teils auf dem Oberland, teils auf der Landungsbrücke von Helgoland (über Wasser) ausgeführt. An drei aufeinanderfolgenden Tagen ergab sich z. B. auf dem Balkon der Villa Redell, Helgoland nach Abzug der Wandstrahlung der Ionisationsgefäße (4 J) und der Mauerstrahlung (2,7 J) bei je 12 stündiger Versuchsdauer:

mit 2 mm Blei oberhalb 1,68 J, 1,62 J, 1,65 J
mit 2 mm Blei unterhalb 1,70 J, 1,64 J, 1,66 J

Ein Verstärkungseffekt ist nicht zu erkennen[3]).

Parallelversuche ganz ohne Blei zeigten, daß das Blei keine merkliche Strahlung aussandte. Auch auf der Landungsbrücke zeigte ein kurzer dauernder Versuch keine die Fehlergrenzen übersteigende Verstärkungswirkung. Versuche mit einem dünnwandigen Strahlungsapparat wurden zwar begonnen, konnten aber wegen Ungunst der Witterung und Mangel an noch verfügbarer Zeit nicht so weit geführt werden, daß bindende Schlüsse möglich wären.

Meine Versuche ergeben also keine Bestätigung für die Existenz von durch Ultragammastrahlung in Bleischirmen erregten hochgeschwinden Elektronen, die fähig wären noch 3 mm Zink zu durchdringen[1]). Ob von dieser Strahlung wesentlich weichere Elektronen in merklichen Beträgen ausgelöst werden, läßt sich vorläufig noch nicht feststellen. Darüber sollen eigene Versuche Klarheit schaffen.

Die Versuche auf Helgoland ergeben für die Ionisationswirkung der Ultragammastrahlung selbst im Meeresniveau in Zinkgefäßen ungefähr denselben Betrag, wie er von anderen Autoren angegeben wird: 1,7 J. Da die Versuche zum Nachweis der hochgeschwinden sekundären Elektronen negativ ausgefallen sind, so wird man die Gesamtionisation durch Ultragammastrahlung und von dieser erregten sekundären Gammastrahlung samt etwaigen weicheren Elektronenstrahlen in der Luft über dem Meere auf höchstens 3 J veranschlagen dürfen.

7. Die Ionisierungsbilanz über festem Boden (auf Helgoland und in Lans) und über dem Meere.

Aus den Werten des Sättigungsstromes, die man in dem stets mit frischer Luft gefüllten Ionisationszylinder bei den Bestimmungen der Ionenverschwindungskonstante erhält, lassen sich Schlüsse auf den Emanationsgehalt der Luft in dem betreffenden Orte ziehen. So erhielt ich auf Helgoland als Mittelwert der gesamten Ionisation in diesem Zinkzylinder 8,8 J, in Lans dagegen 13,5 J; der Unterschied zwischen diesen beiden Größen ist hauptsächlich auf den höheren

1) Eine Vorausberechnung der Intensität der Verteilung und der Durchdringungsfähigkeit dieser Elektronenstrahlung auf Grund der Comptonschen Theorie ist zwar möglich, doch wären die Ergebnisse angesichts der Unsicherheit der Wellenlängen der Primärstrahlung sehr zweifelhaft und keineswegs zwingend.

2) W. Kolhörster, Physik. Zeitschr. **27**, 62, 1926.

3) Erst nach Abschluß der hier beschriebenen Versuche auf Helgoland wurde mir eine Arbeit von G. Hoffmann (Ann. d. Phys. **82**. 428, 1927) bekannt, in welcher erwähnt wird, daß er bei Einbringung eines 12 cm dicken Aluminiumpanzers innerhalb eines 20 cm dicken Bleipanzers eine ebensogroße Ionisation in seinem aus 1 mm dicken Kupferblech gefertigten Gefäß erhielt, wie mit nur 12 cm Blei allein. Hoffmann hat also tatsächlich eine Verstärkungswirkung erhalten, jedoch durch Anwendung eines Elements niedriger Ordnungszahl und bei großer Schichtdicke. Die erzielte Verstärkung war nur etwa 0,1 J. Meine Versuche, welche der Hauptsache nach zu anderen Zwecken unternommen wurden, stehen durchaus im Einklang mit diesen Ergebnissen Hoffmanns.

1) Zu demselben Ergebnis gelangt K. Büttner (Zeitschr. f. Geophys. **3**, 183, 1927) auf ganz anderem Wege, nämlich durch Aufnahme der Absorptionskurve der Ultragammastrahlung mit Bleischirmen von 0—5 cm Dicke auf dem Jungfraujoch (3500 m).

Emanationsgehalt der Luft im Gebirge zurückzuführen. Zieht man die Wirkung der Reststrahlung der Gefäßwände und den Effekt der von der Ultragammastrahlung in der Gefäßwand erregten Sekundärstrahlung nach verläßlicher Schätzung ab, so erhält man für die freie Luft auf Helgoland etwa $q = 2$ bis $3\ J$ (hervorgerufen durch Ultragammastrahlung und Emanationsreste[1]) in der Luft), für Lans $7{,}5\ J$. Hierzu kommt noch die Wirkung der γ-Strahlen der radioaktiven Substanzen im Erdboden am Standort der Apparate, die sogenannte Erdstrahlung. Diese wurde durch eigene Versuche mit den zwei Kolhörsterschen Strahlungsapparaten bestimmt und ergab sich auf dem Standorte der Apparate auf Helgoland, Oberland (Balkon) zu $2{,}7\ J$ und im Hafenlaboratorium (Erdgeschoß) zufällig ebenso groß. Dagegen betrug in Lans die Erdstrahlung auf dem Balkon (hauptsächlich Mauerstrahlung) $4{,}6\ J$. Addiert man diese Zahlen zu den obengenannten, so erhält man die Gesamtwirkung der Ionisatoren auf den Aufstellungsplätzen der Apparate, und zwar in Helgoland rund $5\ J$, in Lans $12{,}1\ J$. Wir sind nun in der Lage, für diese beiden Orte die Ionisierungsbilanz aufzustellen. Setzt man die experimentell erhaltenen Werte von β in die Bilanzgleichung $q = \beta \cdot n$ ein, so kann man die zu erwartenden Zahlen der leichten Ionen pro ccm berechnen; so ergibt sich für Freiluft über festem Boden

$$\text{auf Helgoland } n = \frac{5}{35 \cdot 10^{-3}} = 140 \text{ Ionen pro ccm}$$

$$\text{in Lans (Tirol) } n = \frac{12{,}1}{30 \cdot 10^{-3}} = \text{ca. } 400 \text{ Ionen/ccm}$$

Es sind nur erheblich niedrigere Werte, als man bei direkter experimenteller Bestimmung erhält:

Für Helgoland liegen die Messungen von G. Lüdeling (l. c.) vor, der im Juni 1903 mit einem Ebertschen Ionenzähler auf dem Oberland im Mittel $n_1 = 524$, $n_2 = 273$, $n_1/n_2 = 1{,}9$ fand. Auf der Düne von Helgoland erhielt derselbe Autor $n_1 = 273$, $n_2 = 147$, $n_1/n_2 = 1{,}86$, auf dem Rothersandleuchtturm $n_1 = 294$, $n_2 = 252$ $n_1/n_2 = 1{,}17$. Da das Spritzwasser (Lenard-Effekt) die Zahl der positiven Ionen über dem Meere (n_1) leicht zu groß ausfallen können, so wird man aus den angegebenen Zahlen als Mittelwert über der Nordsee etwa $n = 250$ ableiten dürfen. Diese Zahl ist aber immerhin noch 1,8 mal so groß, als der aus der Bilanzgleichung errechnete Wert.

In Lans liegen zwar direkte Bestimmungen von n nicht vor, doch wird man wohl den für andere Landstationen typischen Wert von 600 bis 700 auch dort für annähernd richtig ansetzen können. Die Berechnung nach der Bilanzgleichung gibt aber nur $n = 400$, also auch hier ist der beobachtete Wert bedeutend höher.

Warum gibt nun die Berechnung nach der Bilanzformel für beide Stationen anscheinend zu niedrige Werte?

Es liegt natürlich am nächsten, diese Diskrepanz ganz auf Rechnung der Verschwindungskonstante zu setzen und zu behaupten, daß die auf Helgoland gemessenen Werte von β infolge von Spuren von Verbrennungsprodukten in der Luft noch immer beträchtlich zu hoch ausgefallen seien. Dieser Erklärungsversuch bricht jedoch zusammen, wenn man bedenkt, daß in Lans störende Rauchgase gewiß nicht vorhanden waren und dort trotzdem dieselbe Unstimmigkeit herauskommt. Auch ist der mittlere Wert von β in Lans $(30{,}6 \cdot 10^{-3})$ doch nur ganz unwesentlich kleiner, als der von Helgoland, Hafen $(35 \cdot 10^{-3})$.

Die Unstimmigkeit zwischen den berechneten und den beobachteten Ionenzahlen wird weniger gewichtig, wenn man die möglichen Fehler bei den in der Bilanzgleichung enthaltenen Größen betrachtet. Zunächst ist ohne weiteres verständlich, daß die Verschwindungskonstante selbst kleiner ausfallen würde, wenn die in der Formel (3) angenommene Summe der beiden Ionenbeweglichkeiten überschätzt wurde. Die dadurch hereingebrachte Unsicherheit mag wohl etwa 10 Proz. betragen, ist aber gewiß unzureichend, um allein die oben erwähnte Diskrepanz zu erklären. Viel größer ist die Unsicherheit bei der Angabe der gesamten Ionisierungsstärke. Die Angabe von q wird auf höchstens $\pm$ 20 Proz. genau sein.

Endlich ist auch noch zu berücksichtigen, und dies ist weniger bekannt, daß die mittels Ebertschen Aspirators erhaltenen Ionenzahlen immer etwas zu hoch ausfallen, weil nicht nur die leichten, sondern auch ein merklicher Bruchteil der schweren Ionen mit abgefangen, also mitgezählt wird.

Nach einer Überschlagsrechnung[1]) werden daher sogar in kernarmer Land- und Seeluft die erhaltenen Ionenzahlen um mehr als 10 Proz. zu groß ausfallen. Wenn aber, wie das oft der Fall, die Zahl der schweren Ionen mehrmals größer ist, als die der leichten, so kann der Fehler 20 Proz. und mehr erreichen.

1) Da sich bei zweimaligem Öffnen eines Strahlungsapparates auf Helgoland eine Ionisationserhöhung von weniger als 0,2 J zeigte, so folgt, daß der Emanationsgehalt der Luft dort mindestens zehnmal kleiner ist wie über Festland.

1) Diesbezüglich muß auf meine ausführlichere Mitteilung verwiesen werden.

Die zuletzt genannte stets mehr oder weniger auftretende Überschätzung der Zahl der leichten Ionen bei der Ebert-Zählung mildert wohl die bestehende Unstimmigkeit der Ionisierungbilanz. Im übrigen aber ist es doch ziemlich unwahrscheinlich, daß alle anderen Fehler sich gerade in einem solchen Sinne superponieren, daß die berechneten Mittelwerte kaum zwei Drittel der beobachteten erreichen.

Man kann zusammenfassend nur sagen, daß die Ionisierungsbilanz auf Helgoland und in Lans wohl eine Übereinstimmung der Größenordnung nach liefert, daß aber doch Andeutungen dafür bestehen, daß in der Bilanz die ionenerzeugenden Prozesse zu niedrig eingeschätzt wurden bzw. dafür, daß eine (bisher nicht bekannte) Ionenquelle übersehen worden ist.

Was läßt sich nun nach meinen Messungen auf Helgoland über die Ionisierungsbilanz auf hoher See, über dem freien Meere aussagen?

Nach den Ergebnissen der Kernzählungen Lüdelings, insbesondere nach der von ihm festgestellten Abhängigkeit der Kernzahl von der Windrichtung ist es wohl nicht zweifelhaft, daß auf hoher See die Kernzahl noch etwas geringer ist, als auf Helgoland. Reine Seeluft dürfte etwa 2000 Kerne pro ccm (hauptsächlich wohl Salzpartikel) enthalten. Dementsprechend wird auch die Verschwindungskonstante über See noch kleiner sein als auf Helgoland. Nehmen wir z. B. an, daß die von mir auf Helgoland gefundenen kleinsten Werte derselben etwa den mittleren Werten über dem Meere entsprechen, setzen also in der Bilanzgleichung $\beta = 15 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{sec}^{-1}$ und nehmen ferner nach dem am Schlusse des vorhergehenden Abschnittes Gesagten die Ionisierungsstärke über dem Meere durch Ultragammastrahlung und der von ihr erzeugten Sekundärstrahlung zu höchstens $q = 3J$ an, so erhält man aus der Bilanzgleichung für die zu erwartende Zahl der leichten Ionen pro ccm höchstens

$$n = \frac{3}{15 \cdot 10^{-3}} = 200,$$

während bei den Carnegie-Fahrten 1915—1921 im Mittel über allen Meeren etwa 500 bis 600 leichte Ionen pro ccm beobachtet wurden.

Nach den oben gegebenen Betrachtungen über die Mitzählung von schwer beweglichen Ionen im Ebertschen Apparate ist nun allerdings anzunehmen, daß die letztgenannten Zahlen etwas zu hoch sind, doch ist kaum wahrscheinlich, daß in kernarmer Seeluft dieser Fehler 20 Prozent erreicht. Aber selbst wenn man die beobachteten Werte um 20 Proz. verringert, bleibt die Zahl der leichten Ionen noch immer über 400, also mehr als doppelt so groß, als man unter günstigen Annahmen aus der Bilanzgleichung errechnet.

Die Ionisierungsbilanz über dem Meere stimmt also derzeit noch nicht: es sind beträchtlich mehr leichte Ionen in der Luft anwesend, als man unter plausiblen Annahmen über die Größe der Ionenverschwindungskonstante und der Ionisierungsstärke über See berechnet.

Da auch über Land die direkte Beobachtung größere Ionenzahlen liefert, als die Berechnung nach der Bilanzgleichung, so hat es den Anschein, als ob hier wie dort ein bisher unbekannter Ionisator oder eine unbekannte Quelle leichter Ionen übersehen worden ist. Daß über festem Boden die Diskrepanz nicht so deutlich in Erscheinung tritt erklärt sich daraus, daß dort nicht nur die Ultragammastrahlung mit ihrer Sekundärstrahlung, sondern weit mehr die radioaktive Erdstrahlung bzw. die radioaktiven Substanzen in der Luft wirksam sind, daher die Außerachtlassung einer weiteren Ionenquelle weniger ins Gewicht fallen wird.

Über die möglichen Ursachen der Diskrepanz der Ionenbilanz lassen sich gegenwärtig nur ganz vage Vermutungen aufstellen. Zu ihrer Klärung dürfte das weitere Studium des Effekts der von der Ultragammastrahlung erregten Sekundärstrahlen im Meeresniveau, vor allem aber gleichzeitige Messung aller in Betracht kommenden Faktoren (Zahl der leichten und schweren Ionen, Kernzahl, Ionisierungsstärke und Verschwindungskonstante) auf günstig gelegenen Stellen kleiner Inseln wesentlich beitragen.

8. Zusammenfassung der Hauptergebnisse.

1. In normaler, kernhaltiger atmosphärischer Luft gilt nicht das gewöhnliche quadratische Wiedervereinigungsgesetz, sondern es tritt an dessen Stelle, wie E. Schweidler zuerst gezeigt hat, die folgende lineare Beziehung zwischen der Ionisierungsstärke q und der Zahl n der leichtbeweglichen Ionen pro ccm

$$q = \beta \cdot n.$$

Die darin auftretende Größe β heißt die Verschwindungskonstante der leichten Ionen, ihr Reziprokwert ϑ kann als mittlere Lebensdauer dieser Ionen bezeichnet werden.

Messungen dieser Größen über dem Meere fehlten gänzlich. Es wurde daher eine von Schweidler angegebene Methode zur Bestimmung der Verschwindungskonstante (bestehend in der Aufnahme der Stromspannungscharakteristik in einem Zylinderkondensator) soweit modifiziert und verfeinert, daß nun auch unter

schwierigen Verhältnissen im Freien die Messungen durchführbar sind.

2. Nach Vorversuchen in Graz und in Küb am Semmering wurden im Juni 1927 zwei Reihen von zusammen etwa 40 Messungen der Ionenverschwindungskonstante auf Helgoland (auf dem Oberland und im Hafengebiet) durchgeführt. Es wurden folgende Mittelwerte erhalten:

Helgoland, Oberland $\beta = 44{,}9 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{sec}^{-1}$,
$\vartheta = 22{,}3$ sec,
„ , Hafen $\beta = 35{,}3 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{sec}^{-1}$,
$\vartheta = 28{,}3$ sec.

Der kleinste Wert von β betrug $15 \cdot 10^{-3}$ ($\vartheta = 67$ sec), der größte (bei Ausschluß von drei gestörten Werten) $84 \cdot 10^{-3}$ ($\vartheta = 12$ sec). Bei Landwind sind die Werte der Verschwindungskonstante und die Kernzahlen am größten.

3. Zum Vergleich wurde im August und September 1927 eine Reihe von ca. 20 Bestimmungen der Verschwindungskonstante in Lans (Tirol), einer mitten im Gebirge in 880 m Seehöhe gelegenen Landstation ausgeführt. Dort ergaben sich folgende Mittelwerte:

$$\beta = 30{,}6 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{sec}^{-1},\ \vartheta = 32{,}7\ \mathrm{sec}.$$

Aus den angegebenen Werten ersieht man, daß in reiner Landluft die mittlere Lebensdauer der Ionen keineswegs kleiner ist, als in reiner Seeluft.

4. Aus dem beobachteten Mittelwerte der Verschwindungskonstante auf Helgoland läßt sich unter Benützung einiger von J. J. Nolan und seinen Mitarbeitern gefundenen numerischen Beziehungen der Wiedervereinigungskoeffizent zwischen leichten und schweren Ionen sowie der zwischen leichten Ionen und ungeladenen Aitkenschen Kernen ableiten. Für den erstgenannten ergibt sich der Wert $14{,}9 \cdot 10^{-6}$ ccm/sec, für den letztgenannten $11{,}6 \cdot 10^{-6}$ ccm/sec, in guter Übereinstimmung mit den Messungen von J. J. Nolan und seinen Mitarbeitern in Dublin (Irland).

5. Es wurden auch Versuche unternommen, direkt durch Verstärkungswirkung in Bleischirmen die Existenz der sehr durchdringenden Sekundärelektronen nachzuweisen, welche nach R. A. Millikan und G. H. Cameron durch die kosmische Ultragammastrahlung (Höhenstrahlung) beim Durchgang durch Materie infolge Compton-Effekt ausgelöst werden. Die Versuche verliefen negativ: diese Elektronen scheinen innerhalb von Apparaten mit 3 mm dicker Zinkwand keine im Vergleich zur Ionisation der Höhenstrahlung selbst merkliche Ionisationswirkung zu liefern. Es ist möglich, daß diese Photo- und Streuelektronen wesentlich weniger durchdringend sind und daher in den Strahlungsapparaten wegen starker Absorption in der Wand dem Nachweise entgehen.

6. Zum Schlusse wird die Ionisierungsbilanz über dem freien Meere unter Benützung der vom Verfasser auf Helgoland erhaltenen Werte der Ionenverschwindungskonstante aufgestellt. Hier ergibt sich bei Einsetzung der entsprechenden Werte von β und q ein recht niedriger Wert für die Zahl der leichten Ionen, nämlich $n = 200$, während die direkten Beobachtungen auf den Fahrten der Carnegie-Expeditionen 1915—1921 zweifach bis dreifach höhere Werte lieferten. Diese Diskrepanz läßt sich vorläufig noch nicht befriedigend erklären; sie deutet darauf hin, daß bei der Einschätzung der ionenerzeugenden Vorgänge über dem Meere, wahrscheinlich aber auch über Land, nicht alle wirksamen Faktoren erfaßt werden.

Es wird auf die Notwendigkeit gleichzeitiger Messungen der Ionenerzeugung, der Verschwindungskonstante und der Zahl der leichten und schweren Ionen an einem und demselben Orte zur Klärung der Ionisierungsbilanz über See hingewiesen.

Die für die vorstehende Untersuchung erforderlichen Apparate wurden sämtlich aus Mitteln beschafft, die das Bundesministerium für Unterricht und die Akademie der Wissenschaften in Wien zur Verfügung stellte. Herrn Dr. James Stonborough in Wien bin ich für einen Beitrag zu den Reisekosten zu Dank verpflichtet.

Die Expedition nach Helgoland wurde ausschließlich durch eine Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft in Berlin ermöglicht.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, für die verständnisvolle Förderung meiner Forschungen allen den genannten Stellen, besonders aber auch der staatlichen Biologischen Anstalt auf Helgoland bestens zu danken.

Graz, Lehrkanzel für Experimentalphysik an der Universität. November 1927.

(Eingegangen 11. November 1927.)

Temperaturmessungen und katalytische Wandwirkungen in der Glimmentladung.

Von R. Seeliger und H. Straehler.

Vor etwa einem Jahr hatten wir in einer vorläufigen Mitteilung über Versuche zur Messung der Temperatur in der ungeschichteten positiven Säule der Glimmentladung berichtet[1]). Wir haben uns inzwischen mit diesem Problem weiter be-

1) Physik. Zeitschr. **27**, 732, 1926.

schäftigt und teilen im folgenden die Ergebnisse unserer Versuche, die nun zu einem gewissen Abschluß gekommen sind, in größerer Ausführlichkeit mit. Der Notgemeinschaft und der Helmholtzgesellschaft haben wir wiederum zu danken für ihre Unterstützung, der Linde-Gesellschaft für die Stiftung größerer Mengen reinen Neons.

1. Die von uns benutzte Methode hatten wir l. c. bereits kurz beschrieben. Da die Zuverlässigkeit von Messungen der wahren Gastemperatur in einer Entladung mit Hilfe von eingeführten Thermoelementen verschiedentlich angezweifelt worden ist und sich hierüber unmittelbar, etwa durch Variationen der Anordnung und der Drahtdicke der Th. E. wie es scheint kein überzeugendes Urteil gewinnen läßt, haben wir versucht, die Temperatur des Gases noch auf einem anderen Wege zu bestimmen und aus einem Vergleich der beiden Ergebnisse auf den Grad der Richtigkeit von Thermoelementmessungen zu schließen. Jene zweite Methode der Temperaturmessung beruht im Prinzip darauf, daß man das Entladungsgefäß als Meßvolumen eines Gasthermometers konstanten Volumens benutzt und aus der Drucksteigerung die Temperatursteigerung berechnet. Wie wir inzwischen fanden, ist dieser Gedanke nicht neu. Es hat bereits G. Wiedemann[1]) mit Hilfe eines Quecksilbermanometers auf diesem Weg die Gastemperatur in Entladungsröhren zu bestimmen versucht und es hat dann Wood[2]) mit einem Schwefelsäuremanometer derartige Messungen wirklich ausführen können.

Um zu brauchbaren quantitativen Ergebnissen zu kommen, sind eine Reihe von Bedingungen zu erfüllen. Was die „manometrische" Temperaturmessung betrifft, so ist zunächst darauf zu achten, daß ebenso wie bei den üblichen gasthermometrischen Anordnungen alle Toträume möglichst vermieden werden. Dies gelingt, wenn man alle verbindenden Rohrstücke möglichst kurz nimmt und ihnen nur kapillare Weite gibt. Der Entladungsraum selbst, dessen Mitteltemperatur bestimmt werden soll, muß aus demselben Grunde so beschaffen sein, daß er überall dieselbe Temperatur besitzt oder so, daß die Berechnung der Drucksteigerung aus der mit dem Thermoelement erhaltenen Temperaturverteilung rechnerisch möglich ist. Dieser Forderung kann man genügen, wenn man als Entladungsrohr eine zylindrische Röhre verwendet, die zum überwiegenden Teil von der homogenen ungeschichteten Säule erfüllt ist. Die Temperaturverteilung in der Säule ist dann achsial symmetrisch und die nicht von ihr erfüllten Rohrteile, die von dem Kathodendunkelraum, dem negativen Glimmlicht und dem Faradayschen Dunkelraum eingenommen werden und Toträume anderer Temperatur darstellen, können relativ zu den von der Säule erfüllten Rohrteilen prinzipiell beliebig klein gemacht werden. Wie weit man in dieser Richtung kommen kann, hängt eigentlich nur von der die ganze mögliche Rohrlänge beschränkenden verfügbaren Spannung ab. Durch passende Wahl des Fülldruckes und der Entladungsstromstärke die genannten kathodischen Entladungsteile möglichst zusammenzudrängen, ist jedoch leider nur in beschränktem Umfang möglich, da in einem jeden Gas und Entladungsrohr die positive Säule bekanntlich nur in einem bestimmten Strom-Druckbereich ungeschichtet ist; man muß deshalb trachten, das ganze Endladungsrohr möglichst lang zu machen. Die verfügbare Spannung ist andererseits praktisch dadurch beschränkt, daß man naturgemäß mit reinem konstanten Gleichstrom arbeiten muß, (der bei unseren Versuchen aus einer Akkumulatorenbatterie [bis 5000 Volt] oder einer Hochspannungsdynamo [bis 3 500 Volt] zur Verfügung stand). Wir benutzten nach orientierenden Vorversuchen eine Entladungsröhre von 105 cm Länge und 3 cm Weite mit lumenfüllenden Plattenelektroden, die unter den möglichen Bedingungen bis auf 95 Proz. mit der ungeschichteten Säule erfüllt werden konnte. Aus den obigen Darlegungen ist jedoch ersichtlich, daß man mit größeren Mitteln die Verhältnisse ohne Schwierigkeiten noch wesentlich günstiger würde gestalten können. Eine weitere Forderung ist gegeben durch die Benutzung eines Instrumentes zur Druckmessung, das keinerlei Flüssigkeit, auch nicht Quecksilber enthält; denn es hat sich herausgestellt, daß die Ergebnisse außerordentlich abhängig sind von der Reinheit des Gases in der Entladung. Wir benutzten deshalb ein zu anderen Zwecken früher durchgebildetes Plattenmanometer folgender Bauart. Eine Glimmerplatte von 0,01 mm Dicke und 60 mm Durchmesser war in einer Metallbüchse fest eingespannt, gemessen wurde die Durchbiegung der Platte mit Hilfe eines kleinen Spiegels, der im günstigsten Abstand[1]) $r/\sqrt{3}$ vom Zentrum der Platte befestigt war. Der innere Hohlraum zwischen Platte und Büchse mußte natürlich möglichst klein gewählt werden und hatte in unserem Modell eine Höhe von weniger als 1 mm. Als günstig erwies es sich, durch einen passend gewählten Überdruck der Platte eine kleine Vorspannung zu geben. Die Empfindlichkeit betrug bei einem Skalenabstand von 150 cm 0,01 mm *Hg* im Bereich von 1—4 mm der zu messenden Drucke. Geeicht wurde das Manometer durch Anschluß an ein Mc Leod

1) G. Wiedemann, Ann. d. Phys. **158**, 67, 1867.
2) R. W. Wood, ebd. **59**, 238, 1896.

1) Vgl. R. Seeliger, Zeitschr. f. techn. Phys. **1**, 20. 1920.

und die Eichung von Zeit zu Zeit und insbesondere bei größeren Temperaturschwankungen im Beobachtungszimmer wiederholt. Eine Abschätzung aller Fehlerquellen ergab eine Genauigkeit für die der Druckänderung äquivalente Mitteltemperatur des Gases in der Entladung von mindestens 10 Proz.

Die Messung der Temperatur und Temperaturverteilung mit Thermoelementen, die an zwei Stellen quer durch die Säule verschoben werden konnten, sollte wie schon bemerkt, eine achsial symmetrische Verteilung liefern. Ist diese vorhanden, so kann man aus der gemessenen Temperaturverteilung durch Zerlegung des Rohrraumes in konzentrische zylindrische Schichten leicht die äquivalente Drucksteigerung berechnen und diese dann mit der manometrisch gefundenen vergleichen. Wir hatten zuerst erhebliche Schwierigkeiten dadurch, daß wir stets eine asymmetrische

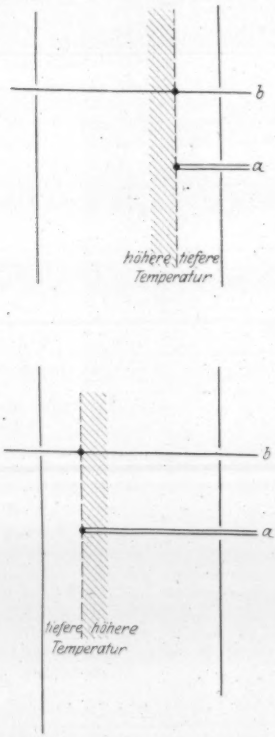


Fig. 1.

Temperaturverteilung erhielten, asymmetrisch in dem Sinne, daß die Verteilung zwar in sich fast symmetrisch war, daß die Symmetrieachse jedoch stets etwas gegen die Rohrachse parallel verschoben war. Die Versuche, die zu diesen Ergebnissen führten, waren nun in der Weise angestellt worden, daß das Th. E. mit Hilfe einer seitlichen vakuumdichten Verschiebungsvorrichtung senkrecht zur Rohrachse verschoben wurde. Nachdem alle Versuche, den Grund für die genannte Asymmetrie in einer Asymmetrie des Rohres selbst zu finden und durch entsprechende Abänderungen zu beheben, fehlgeschlagen

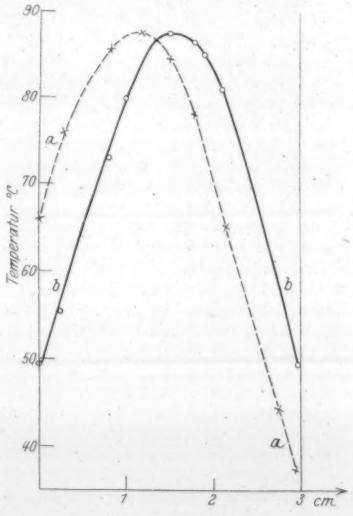


Fig. 2.

waren, ergab sich die Lösung sehr einfach dadurch, daß auch das Th. E. nun symmetrisch gestaltet wurde. Es konnte durch zwei senkrecht zur Achse stehende gegenüberliegende Röhrchen als Ganzes hindurchgeschoben werden. Wie die schematische Fig. 1 erläutert, war es nämlich offenbar die Wärmeleitung in den Thermoelementdrähten, welche die scheinbare Asymmetrie bewirkt hatte. Im Fall a führen beide Drähte in derselben Richtung von der Meßstelle fort, im Fall b hingegen nach entgegengesetzten Richtungen. Mit Th. E. der Anordnung b erhielten wir stets innerhalb der Meßfehlergrenzen, die weniger als 1 Proz. betrugen, symmetrische Verteilungen, wie dies an dem in Fig. 2 gezeichneten Beispiel ersichtlich ist. Zur konstruktiven Durchbildung der Th. E. ist noch folgendes

zu bemerken. Der ganze Thermokreis einschließlich des Galvanometers, des Vorschaltwiderstandes und der Eisstelle mußte mit größter Sorgfalt gegen Erde isoliert werden, da ein Pol der Entladung an Erde liegen mußte; es gelang dies durch reichliche Verwendung von Paraffinisolationen an allen in Betracht kommenden Stellen. Die Th. E. wurden hergestellt aus Drähten von 0,05 bzw. 0,01 mm Dicke. Ein Vergleich der beiden Drahtsorten ergab, daß die Temperaturen — innerhalb wiederum der bereits genannten recht engen Fehlergrenze von höchstens 1 Proz. — dieselben blieben. Benutzt wurden teils „offene" teils „geschlossene" Elemente. Bei den ersteren lag die Lötstelle frei in der Entladung, bei den letzteren, die später allein in Betracht kamen, war das Element in eine Glaskapillare von

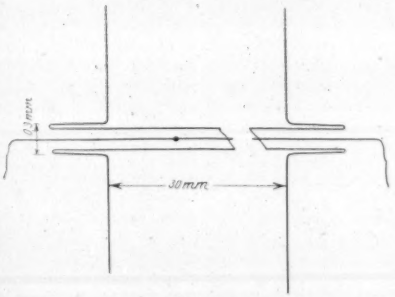


Fig. 3.

0,3 mm Dicke eingeschlossen. Eine Ausführungsform ist in Fig. 3 angegeben. Die Kapillare führte durch das Entladungsrohr hindurch und war an den Einführungsstellen mit dem Rohr verblasen, so daß ihr Inneres gegen das Entladungsrohr abgeschlossen war, das Th. E. wurde in der Kapillare verschoben und die Lage der Lötstelle an einer Außenmarke auf 0,5 mm genau abgelesen.

2. Wir fanden, um zuerst den einfachsten Teil der Ergebnisse vorwegzunehmen, daß man mit geschlossenen Thermoelementen mindestens mit der bisher erreichten Genauigkeit von 10 Proz. die wahre Temperatur des Gases in der positiven Säule bestimmen kann. Dies gilt zunächst für die beiden von uns untersuchten Gase Wasserstoff und Neon (99 Proz. $Ne + 1$ Proz. He) und es gilt, wie sich später noch zeigen wird, auch nur, wenn die Gase nicht grob verunreinigt sind, also etwa bis zu dem Reinheitsgrad, den man als „technisch rein" bezeichnet und mit dem man es gewöhnlich zu tun hat, wenn man ohne extreme Vorsichtsmaßregeln arbeitet. Es soll aber damit vorerst lediglich eine für die meisten Anordnungen taugliche Meßvorschrift gegeben sein. Die Handhabung der z. B. in Fig. 3 erläuterten Thermoelemente ist dabei sehr einfach und ohne besondere Vorsichtsmaßregel möglich. Geschlossen wurde auf die angegebene Richtigkeit der thermoelektrisch gemessenen Temperatur, wie bereits in Abschnitt 1 dargelegt worden ist, aus der Übereinstimmung der manometrisch gemessenen und der aus der Temperaturverteilung berechneten Drucksteigerung. Da die Temperaturverteilung je nach Druck, Stromstärke und Gasart eine recht verschiedene ist, wäre es ein unverständlicher Zufall, wenn in allen unseren Versuchen trotz einer größeren Unrichtigkeit der Einzelangaben des Th. E. sich stets eine solche Übereinstimmung ergeben hätte.

Systematische Untersuchungen über die Temperatur und Temperaturverteilung in der positiven Säule anzustellen, lag nicht in dem Plan der vorliegenden Arbeit. Es wird dies aber nun auf Grund der gewonnenen Einsichten leicht möglich sein, und es sollen deshalb hier nur noch einige Bemerkungen angeschlossen werden. Über die Form der Temperaturverteilung quer durch das Rohr (Durchmesser 30 mm) und über die Größenordnung der Absolutwerte können die in Fig. 4 und 5 zusammengestellten Kurven orientieren. Die Bedingungen waren für Fig. 4:

	Gas	Druck	Stromstärke
a	Neon	2,95 mm Hg	27 mA.
b	Neon	1,78	20
c	Wasserstoff	1,90	11

und für Fig. 5:

	Gas	Druck	Stromstärke
a	Neon	2,95 mm Hg	27 mA.
b	Neon	2,30	35

Der Vergleich der beiden Messungen von Fig. 5 ist deshalb interessant, weil er zeigt, daß nicht so sehr die Stromstärke als der Druck für die Höhe der erreichten Temperaturen maßgebend sein kann; Dies ist auch leicht einzusehen; da der Gradient G in der Säule mit dem Druck p zu und mit der Stromstärke i abnimmt, können die Verhältnisse, wie hier, so liegen, daß die Stromarbeit i. G. mit zunehmendem Druck und abnehmender Stromstärke zunimmt. Und zwar ist dies zu erwarten gerade bei relativ kleinen Drucken und Stromdichten, wo $\frac{dG}{dr}$ groß ist. — Im übrigen stimmen die Absolutwerte der Größenordnung nach ganz gut überein mit den von Wood u. a. angegebenen Werten und auch die Form der Temperaturverteilung ist von derselben Art wie sie z. B. Geiger[1]) schon erhalten hat.

1) R. Geiger, Ann. d. Phys. **22**, 973, 1907.

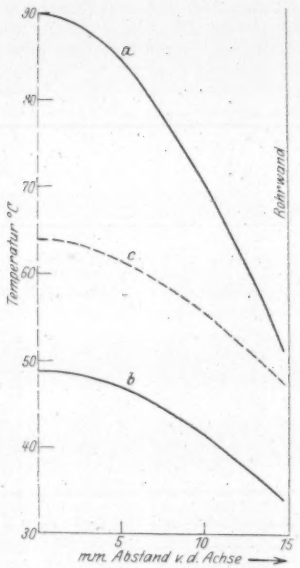


Fig. 4.

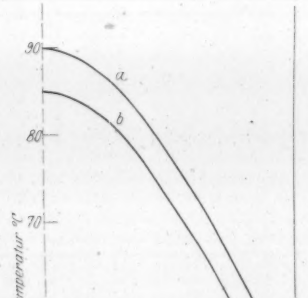


Fig. 5.

Warburg[1]) hat eine Theorie der Temperaturverteilung im Rohrquerschnitt entwickelt, die von der Annahme einer räumlich konstanten Wärmeproduktion in der Säule ausgeht und im übrigen die Temperaturverteilung aus der Lösung des Wärmeleitungsproblems im Gas und in der Glaswand des Rohres ergibt. Güntherschulze[2]) hat kürzlich in einer Untersuchung über den Gradienten in der Säule die Ergebnisse von Warburg benutzt, um die mittlere Temperatur des Gases zu finden. Der Gedanke von Güntherschulze, daß nicht der Gasdruck, sondern die Gasdichte die maßgebende Variable ist und der von ihm und anderen schon bei früheren Gelegenheiten geäußert und benutzt worden ist, hat sich auch hier wieder als sehr fruchtbar erwiesen. Zunächst aber wird man jedenfalls geneigt sein, in der Warburgschen Theorie nicht mehr als eine erste Näherungstheorie zu sehen und insbesondere die Anwendung ihrer Schlußformel zur quantitativen Berechnung der Mitteltemperatur des Gases für recht bedenklich zu halten. In dieser Formel steckt nämlich die Temperaturverteilung

$$u = u_0 - k \cdot r^2,$$

worin u_0 die Temperatur in der Rohrachse und k eine bei gegebenen Versuchsbedingungen konstante Größe ist. Wir haben deshalb diese theoretische Temperaturverteilung mit den gemessenen in Fig. 4 angegebenen verglichen. Wie die Fig. 6 zeigt, ergibt sich eine geradezu erstaunliche Bestätigung der Theorie hinsichtlich der Temperaturverteilung; durchgezogen ist die gemessene Kurve, eingetragen sind als kleine Kreise die berechneten Werte. Daraus ergeben sich natürlich sogleich eine Reihe von Folgerungen. Die Konstante k enthält nach Warburg neben dem Wärmeleitvermögen des Gases nur noch die in der Volumeinheit erzeugte Wärme, die man allgemein darstellen kann als einen Bruchteil $\alpha(i \cdot G)$ der Stromarbeit. Warburg setzt $\alpha = 1$ und nimmt die Stromdichte i als über den Säulenquerschnitt räumlich konstant an. Allgemeiner läßt sich aus der berechneten und gemessenen Temperaturverteilung jetzt schließen, daß $\alpha(i \cdot G)$ konstant ist, wobei zu berücksichtigen ist, daß G nicht einfach der Längsgradient in der Säule ist, so daß also die Verhältnisse wesentlich komplizierter liegen. Die Mitbenutzung von thermischen Messungen eröffnet aber nun die Möglichkeit, von hier aus tiefer in den Mechanismus der Säule einzudringen. Es sei zur Theorie der Wärmeleitung in der Säule hier nur noch kurz folgendes be-

1) E. Warburg, Ann. d. Phys. **54**, 265, 1895.
2) A. Güntherschulze, Zeitschr. f. Phys. **41**, 718; **42**, 763, 1927.

merkt. Über den Wärmetransport durch die reguläre Wärmeleitung im Gas überlagert sich in dem dissoziierten Wasserstoff, wenn die Dissoziation im Gasraum, die Rückbildung der Moloküle an der Rohrwand vor sich geht, ein Energie (Wärme-)transport in Form eines Transportes chemischer Energie, der wegen der großen Wiedervereinigungswärme der Wasserstoffatome

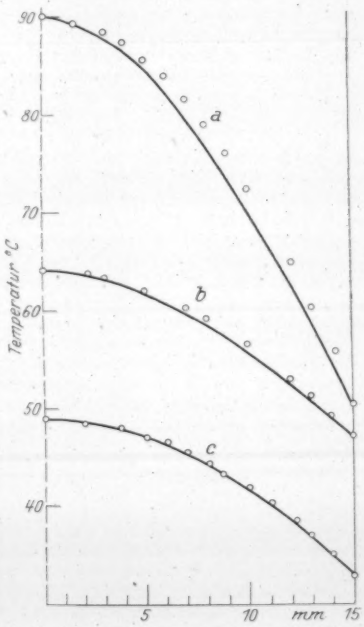


Fig. 6.

quantitativ eine sogar sehr bedeutende Rolle spielen sollte. Aus der festgestellten Übereinstimmung zwischen berechneter und gemessener Temperaturverteilung im Rohrquerschnitt wird man vermutlich schließen können, daß der Dissoziationsgrad ein nur sehr geringer ist, eine Folgerung zu der man — wie sich am Schluß noch ergeben wird — bemerkenswerter Weise auch von ganz anderer Seite her kommt.

3. Vergleichende Messungen der Temperatur mit offenen und geschlossenen Thermoelementen hatten ergeben, daß die Angaben der beiden Th. E. stets voneinander abwichen, und zwar in dem Sinn, daß das offene Th. E. höhere Temperaturen anzeigte als das geschlossene und nach dem im vorigen Abschnitt Gesagten also auch höhere, als der wahren, durch die manometrischen Messungen kontrollierten Gastemperatur entsprachen. Die Abweichungen lagen fast stets weit außerhalb der angegebenen Fehlergrenzen, so daß an ihrer Realität nicht zu zweifeln war. Es handelte sich nun zunächst also darum, die Gründe für diese Abweichungen aufzuklären und wir

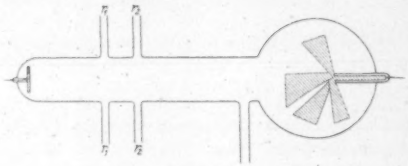


Fig. 7.

sind dabei zu ganz interessanten Ergebnissen von mehr wie spezieller Wichtigkeit gekommen. Da wir nun auf die simultane manometrische Temperaturbestimmung weiterhin verzichten konnten, wurde ein etwas anderes Entladungsrohr als früher benutzt, in das die jeweils zu vergleichenden Th. E. bequemer eingesetzt und in dem vor allem auch größere Stromstärken angewendet werden konnten. Die Th. E. wurden durch die Querrohre r_1 und r_2 (Fig. 7) einge-

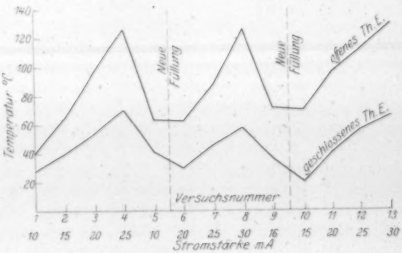


Fig. 8.

führt und entweder mit weißem Siegellack befestigt oder bei den späteren Versuchen mit reinsten Gasen nach Art der Fig. 3 eingeblasen. Die Kathode war handförmig aus *Al*-Blech zusammengesetzt, um ihr eine große Oberfläche zu geben und dadurch eine stärkere störende Erwärmung zu vermeiden. Untersucht wurden Th. E. aus den Kombinationen Kupfer—Konstantan, Eisen—Konstantan und Platin—Platinrhodium, und zwar nur stets von 0,05 mm Drahtdicke. Um zunächst eine orientierende Übersicht über die Sachlage zu geben, sei eine Versuchsreihe mit durchgezogenen Th. E. (vgl. Fig. 1 b) gegeben in der Fig. 8. Sie bezieht sich auf Neon von 3,6 mm Druck und es handelte sich jeweils

um Serien von etwa 5 Einzelversuchen mit derselben Gasfüllung bei verschiedenen Stromstärken; ganz ähnliche Ergebnisse wurden in Wasserstoff erhalten. Bemerkt sei dazu, daß zwischen Beginn und Ende jedes Versuchs (bei kalter Entladungsröhre) eine Änderung des Gasdruckes am Mc Leod nicht festgestellt werden konnte. Aus der Figur geht hervor, daß die Differenzen offen — geschlossen bis zu mehr als 100 Proz. betragen können. Zugleich ergibt sich aus diesen Versuchen bereits ein Hinweis darauf, daß die Temperatureffekte offenbar stark von dem Reinheitsgrad des Füllgases abhängen, worauf später noch eingehend zurückzukommen sein wird. Man könnte vermuten, daß etwa die Form der Lötstelle von Einfluß auf die Temperaturangaben ist; Versuche mit verschiedenen Lötstellen der offenen Th. E., so z. B. in einem extremen Fall mit der Einbettung der Lötstelle in eine Metallkugel von 2 mm Durchmesser ergaben jedoch keinen merklichen Einfluß. Ferner könnte man daran denken, daß bei den offenen Th. E. Zweigströme durch die Lötstelle eine zusätzliche Erwärmung verursachen. Da die Äquipotentialflächen in der Säule bekanntlich durchaus nicht Ebenen senkrecht zur Rohrachse sind, sind derartige Zweigströme sogar sicher vorhanden. Mit Hilfe von Th. E., die bis auf ein 3 mm langes Stück durch Glasröhrchen geschützt waren, konnte jedoch gezeigt werden, daß weder der Längsgradient noch der Quergradient des Feldes von merkbarem Einfluß sein konnte. Und endlich könnte man daran denken das verschiedene Verhalten der offenen und geschlossenen Th. E. zu erklären durch das Einströmen von Ladungsträgern in die offenen Elemente und die hierdurch nach einer Untersuchung von v. Issendorff[1]) bedingten Heizeffekte. Wir haben deshalb die Versuche v. Issendorffs wiederholt und der Lötstelle eines offenen Th. E., das bis auf eben diese Lötstelle durch Glasröhrchen gegen eine Berührung mit der Entladung geschützt war, positive und negative Spannungen gegen die Entladung erteilt und zugleich die Temperaturen gemessen. Die gesuchte Möglichkeit zu einer Deutung der genannten Differenzen hat sich hieraus aber ebenfalls nicht ergeben. Wie nebenbei bemerkt sei, haben wir den von v. Issendorff im Quecksilberbogen gefundenen und theoretisch verständlich gemachten sehr interessanten Abkühlungseffekt in Neon nicht finden können. Die Sondentemperatur — bei allen unseren Messungen mit offenen Th. E. wirkten diese als Sonden und luden sich also auf ein gegen das Raumpotential etwas negatives Potential auf — stieg zwar bei positiven und negativen Zusatzpotentialen ebenso wie bei v. Issendorff bald schon stark an, blieb aber bei den fraglichen leicht negativen Potentialen bis auf zehntel Grade konstant. Wir werden hierauf in einer folgenden Arbeit zurückkommen.

Es bleibt somit nur noch die Möglichkeit, in der Verschiedenheit der in den beiden Fällen „offen" und „geschlossen" der Entladung ausgesetzten Oberflächen die Ursache für die verschiedenen Temperaturen zu suchen. Bei den offenen Th. E. sind diese Oberflächen metallisch, bei den geschlossenen hingegen bestehen sie aus Glas. Ebenso wie Glas verhält sich übrigens Quarz und es macht auch keinen Unterschied aus, ob die Glasfläche wie gewöhnlich glatt oder ob sie durch Ätzung gerauht ist. Ein einfacher Versuch bestätigte nun sogleich die eben gezogene Schlußfolgerung. Ein geschlossenes Th. E., dessen Glasschutz mit einem dünnen Metallüberzug versehen war, verhielt sich nämlich genau wie ein offenes, abzüglich lediglich kleiner quantitativer Unterschied je nach der Art des Überzugmetalls. Wir haben deshalb in den folgenden Versuchen nun stets geschlossene Elemente von der in Fig. 3 bereits angegebenen Form benutzt und solche Elemente mit reinem Glasschutz und mit einem auf der Außenseite angebrachten Metallüberzug verwendet; diese beiden Arten sollen weiterhin jedoch zur Abkürzung ebenfalls als offene und geschlossene bezeichnet werden. Die Untersuchungen in Neon und in Wasserstoff seien der besseren Übersicht wegen nun getrennt behandelt.

4. Der Wasserstoff wurde teils durch Elektrolyse von verdünnter Kalilauge und nachherige sorgfältigste Trocknung hergestellt, teils durch Palladium in das Entladungsrohr hineindiffundiert. Um den Einfluß kleiner Verunreinigungen auf die Angaben der Th. E. zu prüfen, wurde folgendermaßen verfahren. Es wurde das Entladungsrohr auf einen bestimmten Druck gefüllt, dann die Entladung in Betrieb gesetzt, bis die Th. E. konstante Temperatur angenommen hatten, dann abgepumpt auf höchstes Vakuum und mit einer neuen Füllung von genau demselben Anfangsdruck ebenso verfahren. Die Fig. 9 zeigt für einen Druck von 1,8 mm das Ergebnis von 9 derartigen Versuchen, die sich insgesamt über etwa 5 Stunden erstreckten. Die Entgasung und Reinigung der Rohrwände und der Elektroden bewirkt, daß mit jedem Versuch die Gasfüllung reiner wird und die Fig. 8 läßt sich deshalb so deuten, daß die Differenz offen geschlossen und ebenso die Einzelwerte offen sowohl wie geschlossen, die ersteren jedoch in weit stärkerem Grade als die letzteren, mit zunehmendem Reinheitsgrad des Gases kleiner werden und endlich

1) J. v. Issendorff, Wiss. Veröffentl. d. Siemens-Konzerns 4. 124. 1925.

einem konstanten Endwert zustreben. Unter den wirksamen Verunreinigungen spielt vermutlich Sauerstoff eine besonders große Rolle. Denn wenn wir dem reinen Wasserstoff nun 1 Proz. trockene Luft zumischten, so stiegen nicht nur die Angaben der offenen, sondern sogar auch die der geschlossenen Elemente bis auf das Fünffache der früheren Werte. Dann, d. h. in diesem grob verunreinigten Wasserstoff, stimmen auch die Angaben der geschlossenen Elemente nicht mehr überein mit den Angaben der manometrischen Temperaturbestimmung, wie dies bereits in der in Abschnitt 2 angegebenen Einschränkung vorweggenommen war.

Die Deutung der beschriebenen Befunde

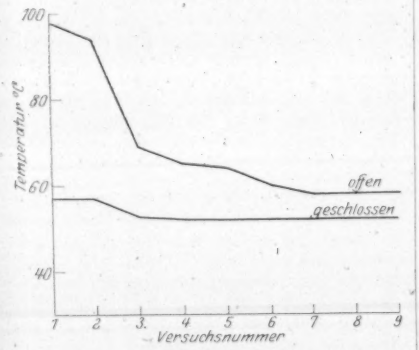


Fig. 9.

erledigt sich durch einen Hinweis auf die Untersuchungen von Wood und Bonhoeffer[1]). Es ist die Wiedervereinigungswärme der in der Entladung dissoziierten Wasserstoffmoleküle, die vorzugsweise an den katalytisch wirkenden Metallflächen vor sich geht, welche die Übertemperatur der offenen Elemente verursacht. (Da die genannten Forscher, vor allem Bonhoeffer, diese katalytische Wirkung bereits sehr eingehend studiert haben, hat es keinen Zweck, von unseren Versuchen weitere hier mitzuteilen.) Die Sachlage ist offenbar die, daß zwar auch an dem Glasschutz der geschlossenen Th. E. eine solche Zusatzerwärmung stattfindet, daß sie jedoch zu klein ist, um sich durch die mit ihr verbundene Zusatztemperatur bei der von uns bisher erreichten Genauigkeit von 10 Proz. schon bemerkbar zu machen. Zwei Schwierigkeiten sind jedoch für die Deutung unserer Beobachtungen noch vorhanden, die erst durch weitere Versuche geklärt werden können. Mit der partiellen Dissoziation des Wasserstoffs ist nämlich eine Drucksteigerung verbunden und da geschlossene Th. E. in nicht zu unreinem Gas mit der manometrisch gemessenen Temperatur übereinstimmende Werte ergeben haben, niemals aber kleinere, so muß man wohl annehmen, daß entweder der Dissoziationsgrad in unseren Versuchen ein geringer ist oder daß die genannte Drucksteigerung gerade ungefähr kompensiert worden ist durch jene Zusatzerwärmung auch an dem reinen Glasschutz der geschlossenen Th. E. Die zweite Schwierigkeit betrifft die Hypothese der Vergiftung der Wände durch Verunreinigungen nach Wood und Bonhoeffer. Wir fanden, wie oben angegeben war, daß in Wasserstoff mit 1 Proz. Sauerstoffzusatz auch die geschlossene Th. E. zu hohe Temperatur anzeigen. Die Erklärung auf Grund der Vergiftungshypothese (die nach mündlicher Mitteilung z. B. auch Hr. Bonhoeffer für die plausibelste hält) wäre die, daß die Glaswände des Entladungsrohres durch den Sauerstoff vergiftet werden, sich deshalb atomarer Wasserstoff in hohen Konzentrationen in der Entladung anreichern kann und die Zusatzerwärmung nun auch an dem Glasschutz der Th. E. merkliche Beträge erreicht. Wir haben dagegen einzuwenden, daß doch auch dieser Glasschutz vergiftet wird, den man gewissermaßen als einen Teil der Rohrwand auffassen kann, und daß deshalb zugleich und in demselben Maße wie die Konzentration des atomaren Wasserstoffs in der Entladung steigt, die katalytische Wirkung des Glasschutzes abnehmen muß. Es scheinen uns unsere Versuche also darauf hinzudeuten, daß die Zumischung von Sauerstoff unmittelbar im Erzeugungsprozeß und nicht oder nicht ausschließlich auf dem Umweg über die Vergiftung der Rohrwände eine Erhöhung des Dissoziationsgrades bewirkt. Demgegenüber ist allerdings nicht zu leugnen, daß die Vergiftungshypothese im allgemeinen nach den Ausführungen Bonhoeffers viel Überzeugendes hat, so daß hier einsetzend noch Gelegenheit zu interessanten weiteren Versuchen gegeben sein dürfte. Wir hoffen in einer Fortsetzung dieser Arbeit darauf zurückkommen zu können.

Die Sachlage ist also offenbar die: Natürlich findet auch an dem Glasschutz der geschlossenen Th. E. eine solche Zusatzerwärmung statt, sie ist jedoch in einigermaßen reinem Wasserstoff so klein, daß die mit ihr verbundene Zusatztemperatur bei der von uns bisher erreichten Genauigkeit von 10 Proz. der Beobachtung entgeht. Es ist aber nun, über Bonhoeffer hinausgehend, durch die Hinzunahme der mano-

1) R. F. Bonhoeffer, Zeitschr. f. phys. Chem. **113**, 199, 1924.
R. W. Wood, Phil. Mag. **42**, 729, 1921; **44**, 538, 1922; Proc. Roy. Soc. **97**, 455, 1921; **102**, 1, 1922.

metrischen Temperaturmessung sozusagen ein Nullpunkt der Temperatur und damit prinzipiell die Möglichkeit gegeben, die katalytische Wirkung einer jeden Oberfläche absolut zu fixieren.

Bei genauerer Überlegung ist es jedoch sehr merkwürdig, daß in ganz reinem Neon (vgl. Fig. 11 u. 12) offene Th. E. mit metallischer Oberfläche und geschlossene mit isolierender Oberfläche nach unseren Versuchen untereinander und mit der manometrisch bestimmten gleiche Temperatur haben. Es sei hier nur auf die beiden folgenden Punkte hingewiesen. Ein offenes Th. E. wirkt als Sonde, es lädt sich bekanntlich etwas negativer als das Raumpotential auf und es strömen im stationären Zustand in seine Oberfläche nicht etwa keine, sondern dauernd gleich viel positive Ionen und Elektronen ein (ähnlich liegen übrigens die Dinge an den geschlossenen Th. E. nach Schottkys Theorie der Säule). Der Eintritt jedes Elektrons bringt eine Wärmezufuhr φ_-, der jedes Ions nach Schottkys und v. Issendorffs Kreisprozeß eine Wärmezufuhr $\varphi_+ = V_i + L - \varphi_-$, wo V_i die Ionisierungsspannung und L die Kondensationswärme des neutralen Atoms ist. In unserem Fall ist $L = 0$ und $\varphi_- + \varphi_+ = V_i$ und dies ist eine so beträchtliche Zusatzerwärmung, daß sie sich hätte bemerkbar machen müssen. Eine Lösung dieser Schwierigkeit gibt aber vermutlich ein neuer Gedanke, den Compton und van Voorhis in zwei sehr wichtigen Arbeiten kürzlich ausgesprochen haben[1]). Unter Berücksichtigung der Ausstrahlung beim Wiedervereinigungsprozeß der Träger vor der Oberfläche der Thermosonde schreiben sie φ_+ allgemeiner in der Form $\varphi_+ = \alpha \cdot V_i + L - \varphi_-$ und man hat nun prinzipiell die Möglichkeit, den Dissipationsfaktor α so klein zu wählen, daß man in Übereinstimmung mit unseren Ergebnissen bleibt. Der zweite Punkt betrifft die Stöße angeregter Atome gegen die Oberfläche der Th. E. Man kann vermuten, daß solche Stöße als Stöße zweiter Art zu der recht beträchtlichen Wärmezufuhr vom Betrag der Anregungsenergie führen. Die von uns gefundene Übereinstimmung der thermoelektrischen und manometrischen Temperaturen innerhalb der Fehlergrenzen von 10 Proz. kann dann nur so gedeutet werden, daß eben jene Stöße zweiter Art zur Temperaturerhöhung nicht mehr als höchstens 10 Proz. beitragen. Jedenfalls bietet die Fortführung der Messungen mit Th. E. und Manometer also die Aussicht, der Lösung einer Reihe wichtiger Fragen von allgemeinerem Interesse näher zu kommen.

1) K. T. Compton u. C. C. van Voorhis, Proc. Nat. Acad. Sc. **13**, 336, 1927; C. C. van Voorhis, Phys. Rev. **30**, 318, 1927.

Von Interesse ist ferner vor allem das verschiedene Verhalten der offenen und geschlossenen Th. E. und der in Fig. 8 bereits veranschaulichte Einfluß von Verunreinigungen in dem einatomigen Neon. Daß die Temperaturangaben tatsächlich durch geringfügige Verunreinigungen stark beeinflußt werden, zeigen zunächst die folgenden Versuche. Es wurde eine Kaliumzelle nach Gehlhoff parallel zur Entladungsröhre angebracht und die Anordnung der Rohrleitungen so getroffen, daß alle Hähne und alles Quecksilber (Pumpe und Mc Leod) durch lange Kühlschlangen, die in flüssige Luft tauchten, von der Entladung getrennt waren. Das Entladungsrohr selbst mit den Th. E. enthielt natürlich keinerlei Kittungen, Schliffe u. dgl., so daß eine weitgehendste Reinigung der Füllung möglich war. Wurde nun die Entladungsröhre mit reinem Neon beschickt (Druck 3,6 mm), so zeigte sich, wenn die Kaliumzelle nicht in Betrieb war, ein Ansteigen der Temperaturangaben mit der Brenndauer der Entladung. Wie die Fig. 10 angibt, erreichte das geschlossene Th. E.

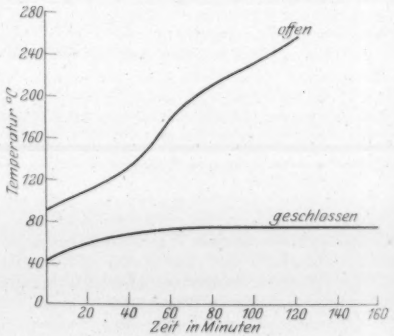


Fig. 10.

jedoch schon bald einen konstanten Endwert, das offene hingegen — in diesem Fall in einer versilberten Kapillare — stieg in seinen Angaben dauernd weiter in die Höhe. Wurde hingegen die Kaliumzelle zugleich mit der Hauptentladung dauernd in Betrieb gehalten, so entfernte sie fortlaufend die aus den Rohrwänden und Elektroden durch die Entladung frei werdenden Gase, und das Neon wurde nach einiger Zeit vollkommen rein. Der Verlauf eines Versuches dieser Art ist in Fig. 11 wiedergegeben. Zuerst wurde mit einer Entladungsstromstärke von 38 mA. gearbeitet, und der Reinigungsprozeß war nach 130 Minuten beendet. Dann wurde die Stromstärke auf 52 mA. gesteigert, es wurden nun neue Verunreinigungen

frei und es dauerte 120 Minuten, bis diese wiederum von der Kaliumzelle fortgenommen waren. Vollkommen simultan mit dem Grad der Reinigung und mit dem Gang der Temperaturangaben änderte sich auch die Farbe der Säule: Im Anfang (reines Gas) war die ganze Säule rot, dann setzte eine blaue Verfärbung am Säulenscheitel ein, die sich weiter entwickelte und nach etwa 30 Minuten (größte Unreinheit) die ganze Entladung erfüllte. Nach 150 Minuten jedoch war die ganze Säule wieder rot geworden (reines Gas) und nun begann derselbe

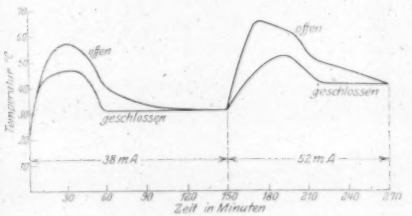


Fig. 11.

Zyklus in der 52 mA.-Entladung von neuem. Daß es sich dabei um immer noch recht kleine Verunreinigungen handeln mußte, ergibt sich daraus, daß am Mc Leod eine Änderung des (an der kalten Entladungsröhre vor und nach dem Versuch gemessen) Druckes nicht bemerkt werden konnte. Zusammenfassend ist aus diesen Versuchen jedenfalls zu schließen, daß ebenso wie in Wasserstoff auch in Neon die Temperaturangaben der offenen und der geschlossenen Th. E. wie auch deren Differenz mit zunehmendem Reinheitsgrad kleiner werden; ein prinzipieller Unterschied gegen die Sachlage in Wasserstoff besteht jedoch darin, daß bei extremer Reinheit beide Arten von Th. E. hier dieselben Angaben liefern. Bemerkt sei nur noch dazu, daß man sich vor folgendem Fehlschluß hüten muß: Daß in schwach verunreinigtem Neon die Temperaturangaben auch der geschlossenen Th. E. mit zunehmender Verunreinigung steigen, hat seinen Grund nicht in einer zunehmenden Fälschung der Angaben der Th. E., sondern in einem reellen Anstieg der Gastemperatur. Denn in unseren Versuchen wurde die Stromstärke konstant gehalten, und es ist bekannt, daß in Edelgasen der Gradient in der Säule bei einer Verunreinigung steigt. Wesentlich und interessant an den obigen Befunden ist also die Zunahme der Differenz offen—geschlossen mit abnehmendem Reinheitsgrad des Neons.

Es erhob sich hier nun natürlich sogleich die Frage, welche Verunreinigungen wirksam sind und in welchen Mengen sie diesen Effekt hervorbringen. Denn es liegt nahe anzunehmen, daß z. B. Wasserstoff als Verunreinigung im Entladungsrohr auftritt und daß die fragliche Zunahme der Differenz offen—geschlossen gewissermaßen ein sich dem reinen Temperatureffekt überlagernder Wasserstoffeffekt ist. Um dies zu untersuchen, wurden nun reinstem Neon, d. h. also einer Neonfüllung, die bis zur Übereinstimmung der Angaben eines offenen und geschlossenen Th. E. mit der Kaliumzelle gereinigt worden war, mit einer Vakuumpipette bekannte kleine Mengen von Wasserstoff oder Sauerstoff zugefügt. Vorher war natürlich die Entladungsröhre sorgfältig entgast worden und zwar bei einer größeren Stromstärke als der, bei welcher dann die eigentlichen Messungen vorgenommen wurden. Das Ergebnis dieser Versuche war, daß Zumischungen von Sauerstoff überhaupt keinen Einfluß hatten und stets die Angaben des geschlossenen und des offenen Th. E. vollkommen übereinstimmend blieben, daß sich aber bei der Zumischung von Wasserstoff die Angaben der offenen Th. E. mit steigender Zumischung in steigendem Maße über die des geschlossenen

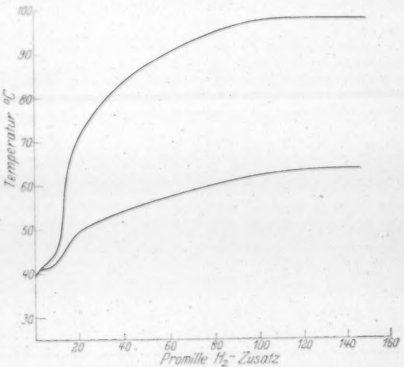


Fig. 12.

erhoben. Schon bei einer Zumischung von etwa 2 Promille weichen die Angaben, wie die Darstellung eines Versuchsergebnisses in Fig. 12 zeigt, voneinander ab. Eine Verfärbung der homogen roten Säule des reinen Neons macht sich, in einem bläulichen Saum am Säulenscheitel beginnend, erst bei einer Zumischung von etwa 15 Promille bemerkbar, so daß man es also in den Temperaturmessungen mit einem sehr empfindlichen Reagens auf Verunreinigungen des Neons durch Wasserstoff zu tun hat. Der geschilderte quantitative Befund ist aber auch

noch in Hinblick auf früher (S. 899, 901) genannte Schwierigkeiten von Bedeutung. Wenn nämlich so kleine Mengen von Wasserstoff schon so deutliche Effekte hervorzubringen imstande sind, so wird nun verständlich, warum sich die Dissoziation des Wasserstoffs in einer Wasserstoffentladung einerseits an den Angaben der offenen Th. E. bemerkbar machte, andererseits jedoch in der manometrischen Druckmessung innerhalb unserer Genauigkeitsgrenzen nichts davon zu bemerken war. Denn man kann nun aus den Neon-Wasserstoffversuchen eine obere Grenze — nämlich für den Fall 100 proz. Dissoziation des zugemischten Wasserstoffs — für die Partialmenge der Wasserstoffatome angeben, die eine bestimmte Differenz zwischen den Angaben eines offenen und eines geschlossenen Th. E. hervorbringt und kommt hieraus zu recht kleinen Dissoziationsgraden in der Größenordnung nur einiger Prozente.

Greifswald, 5. November 1927.

(Eingegangen 9. November 1927).

Quantenrotation des Quecksilberatoms.

Von Ramón G. Loyarte.

In früheren Arbeiten[1]) über die Anregungspotentiale des Quecksilberatoms wurde gezeigt, daß verschiedene von den Potentialen, die von Franck und Einsporn und von Loyarte bestimmt worden sind, genügend gut mit denen übereinstimmen, die man erhält durch Addieren des Potentials 1,4 oder eines Vielfachen davon zu den Potentialen, die bekannten Linien oder Termen der Bogenserien entsprechen.

Die sechs von Jarvis[2]) neulich gefundenen Potentiale, die niedriger sind als das Potential 4,66, das dem Term $1S - 2p_3$ entspricht, werden genügend gut — fünf von ihnen sehr gut — mittels jenes Potentials erklärt. Für zwei von den Jarvischen Werten ist es nötig anzunehmen, daß sie entstehen durch Abziehen des eben erwähnten Potentials 1,4, oder des doppelten, von den Potentialen bekannter Bogenlinien.

Die folgende Tabelle enthält die Potentiale, deren Ursprung unbekannt war, und ihre Erklärung mittels des oben erwähnten Additions- und Subtraktionspotentials.

1) Ramón G. Loyarte, Die Anregungspotentiale des Quecksilberatoms „Contribución al Estudio de las Ciencias etc." Vol. IV, p. 9, 1926; Physik. Zeitschr. **27**, 584, 1926.

2) C. W. Jarvis, Resonanz- und Ionisationspotentiale in Quecksilberdampf. Phys. Rev. **27**, 808, Juni 1926.

Tabelle I.

Potential	Beobachter	Ursprung
1,23	Jarvis	1,4 ?
2,21	„	$4.9 - 2 \cdot 1{,}4 = 2{,}1$
2,80	„	$2 \cdot 1{,}4 = 2{,}8$
3.44	„	$4.9 - 1.4 = 3.5$
3.80	„	$6{,}73 - 2 \cdot 1{,}4 = 3{,}83$
4.21	„	$3 \cdot 1{,}4 = 4{,}20$
6.04	Franck u. Einsporn	$4{,}66 + 1{,}4 = 6{,}06$
6.30	„	$4.9 + 1{,}4 = 6{,}30$
6.86	„	$5.47 + 1.4 = 6{,}87$
7,12	„	$5{,}73 + 1{,}4 = 7{,}13$
7,46	„	$4.66 + 2 \cdot 1{,}4 = 7{,}46$
8,12	„	$6{,}73 + 1.4 = 8{,}13$ $5{,}3 + 2 \cdot 1{,}4 = 8.20$
8,35	„	$5{,}47 + 2 \cdot 1{,}4 = 8.27$
9,21	„	$7{,}75 + 1{,}4 = 9.15$
10,88	Loyarte	$4{,}66 + 4{,}66 + 1{,}4 = 10{,}74$ $4{,}66 + 4{,}86 + 1{,}4 = 10{,}92$
11,74	„	$10{,}38 + 1.4 = 11{,}78$ $8{,}89 + 2 \cdot 1{,}4 = 11{,}69$
12.19	„	$5.47 + 6{,}73 = 12{,}20$ $2 \cdot 4{,}66 + 2 \cdot 1{,}4 = 12{,}12$ $4.66 + 4.86 + 2 \cdot 1{,}4 = 13{,}18$
13,09	„	$10{,}38 + 2 \cdot 1{,}4 = 13{,}18$ $8{,}89 + 3 \cdot 1{,}4 = 13.09$

In der Tabelle II sind die Wellenlängen und ihre Anzahl pro cm aufgeführt, sowie die Serienterme, die den Potentialen, welche kombiniert mit dem Potential 1,4 auftreten, entsprechen. Diese Daten sind notwendig für das Folgende.

Die Übereinstimmungen, die aus Tabelle I hervorgehen, überzeugen einen davon, daß dieses Potential 1,4 wirklich existiert, wenigstens als additiver Wert; daß es sich nicht um Zufälligkeiten handelt.

Gesetzt, daß die Potentiale unbekannten Ursprungs einem Quecksilbermolekül angehören, wie Jarvis[1]) es für möglich hält, dann müßten wir fragen, ob dieses von uns entdeckte Additionspotential einer instabilen Kombination, wie Hg_2 zum Beispiel, zuzuordnen wäre. Es müßte dann ein Anregungs- oder ein Dissoziationspotential sein. Für die erste Annahme ist der Wert klein, und für die zweite sehr groß, weil er einer Molarwärme von 32298 cal entsprechen würde; es müßte sich dann um eine sehr stabile Verbindung handeln, und eine solche ist nicht bekannt.

Aus den angeführten Gründen schließen wir also, daß die in Frage kommenden Potentiale dem Atom selbst entsprechen; deshalb wurde die Existenz von anormalen Serien[2]) für

1) Wir halten uns an den in Phys. Rev. veröffentlichten Bericht.

2) A. F. Williams und Ramón G. Loyarte, Die mögliche Bedeutung des Additionspotentials des Quecksilberatoms von 1,4 Volt. Contribución al Estudio de las Ciencias etc. Vol. IV, p. 35, 1926.

Tabelle II.

Bogenlinien λ Å	Term und Potential	Wellenzahl cm^{-1}
2656	$1S - 2p_3$ 4,68 *O* 4,66 *C*	37642
2536,5	$1S - 2p_2$ 4,9 *O* 4,86 *C*	39413
2271	$1S - 2p_1$ 5,47 *O* 5,43 *C*	44041
2150	$2p_3$ 5,76 5,73	46536
1849,6	$1S - 2p$ 6,73 *O* 6,67 *C*	54064
1604	$1S - 1s$ 7,73 *O* 7,69 *C*	62347
1402,7	$1S - 3p$ 8,86 *O* 8,79 *C*	71293
1308	$1S - 4p_2$ 9,60 *O* 9,44 *C*	76463
1269	$1S - 4p$ 9,79 *O* 9,73 *C*	78810
1188	$1S$ 10,38 *O* 10,39 *C*	84178

O = Beobachtet
C = Berechnet

möglich gehalten und zwei von ihren Linien experimentell[1]) gesucht.

Die Existenz von optischen Linien, die diesen Potentialen entsprechen, würde Messengers[2]) Vermutung ungültig machen, die diese Potentiale einem metastabilen Quecksilberatom zuordnen will; in diesem Falle würde das von uns gefundene Potential 1,4 gleich der Energie sein, die in Betracht kommt, wenn ein normales Atom sich in ein metastabiles umwandelt; also ganz gewiß eine sehr große Energie.

Vorausgesetzt, daß man eine theoretische Möglichkeit für eine Rotation des Atoms selbst nicht abweisen kann, so müßte diese Rotation, wenn sie existierte, wenigstens mit demselben Recht, wie die Rotation der Moleküle von mehr als einem Atom es sind, gequantelt sein; wir vermuten deshalb, daß besagte Potentiale sehr gut von einer Gleichzeitigkeit von Quantensprüngen der Elektronen und der Rotation herrühren könnten. In dieser Arbeit werden wir uns von einem solchem Gedankengang führen lassen; es ist klar, daß die Untersuchung vom optischen, d. h. spektroskopischen Standpunkte aus, geführt werden muß.

Die Tabelle III enthält die optischen Linien, die mutmaßlich durch jene kombinierten Sprünge entstanden sind, weiter die Wellenzahl pro cm, die ihnen entsprechen; die Angabe der Forscher, die sie beobachtet haben; den Ursprung den man ihnen beilegt und die Anzahl der Wellen $\Delta\nu$, die aus jeder Identifikation für die Wellenzahl pro cm folgt, die einem Quantensprung der Rotation des Atoms entsprechen würde. Es wird außerdem die Intensität der Linien angegeben.

Bei der Identifikation haben wir uns hauptsächlich von den Resultaten führen lassen, die durch Anregung durch Elektronenstoß erhalten wurden und die in Tabelle I enthalten sind.

Das Zustandekommen optischer Linien von Frequenzen, die $\frac{h^2}{4\pi^2 J}$, $2\,\frac{h^2}{4\pi^2 J}$, usw. entsprechen, ist in Übereinstimmung mit den Vorschriften der Wellenmechanik, weil[1]) diesen zufolge die Energieniveaus eines Rotators mit freier Achse durch den Ausdruck

$$E_n = \frac{n(n+1)h^2}{8\pi^2 J}$$

gegeben sind, so daß die Frequenzen die dem Sprunge $n' \to n$ entsprechen, wenn $n' = n + 1$ durch den Ausdruck

$$\nu = \frac{2(n+1)h}{8\pi^2 J}$$

gegeben sind.

Für $n = 0$ ist also

$$\nu = \frac{h^2}{8\pi^2 J}$$

für $n = 1$ $\quad \nu = \frac{h^2}{8\pi^2 J}$ usw.

In der Tabelle IV finden sich die beobachteten Wellenlängen, die in der Tabelle II aufgeführt sind, und von welchen keine klassifiziert war, und die mittels des Wertes $\Delta\nu = 11316$ berechneten Wellenlängen.

1) R. G. Loyarte und A. J. Williams, Über die vermuteten anormalen Serien des Quecksilberatoms. Contribución al Estudio de las Ciencias etc. Vol. IV, p. 125, 1927; Physik. Zeitschr. **28**, 383, 1927.

2) H. A. Messenger, Significance of Certain Critical Potentials of Mercury. Phys. Rev. **29**, 962, 1926.

1) E. Schrödinger, Ann. d. Phys. **79**, 521, 916, 1926.

Tabelle III.

	Kombinationslinien mit dem vermuteten Rotationsspektrum des Atoms λÅ	Intensität I	Beobachter	Wellenzahlen	Ursprung	Wellenzahl einem Rotationsquanta entsprechend	Eine Å. Einheit entspricht näherungsweise der Wellenzahl
1	8852	1	Mc Lennan u. Shaver	11319	$\Delta\nu$	11319	1,3
2	4417	1	Stiles	22633	$2\,\Delta\nu$	11316,5	5,1
3	2209.06	0	Dejardin	45252	$4\,\Delta\nu$	11313	20.5
4	1971.4[1])	2	Loyarte	50728	$1S-2p_2+\Delta\nu$	11312	25.6
5	1611,9[2]) 1611.9	8 2	Carroll Bloch	62037	$1S-2p_2+2\,\Delta\nu$	11313	38,5
6	1362.4	0	Carroll	73400	$1S-2p_2+3\,\Delta\nu$	11329	54
7	1806.5	2	Lyman	55355	$1S-2p_1+\Delta\nu$	11314	30.6
8	1499.5	0	Carroll	66688	$1S-2p_1+2\,\Delta\nu$	11323	44,5
9	1445,5	2	Carroll	69180	$2p_3+2\,\Delta\nu$	11323	47.6
10	1357.9	0	Carroll	73643	$1S-1s+\Delta\nu$	11296	54
11	1667.3	1	Carroll	59977	$1S-3p-\Delta\nu$	11316	36
12	1481.6	1	Lyman	67494	$1S-4p-\Delta\nu$	11316	46
13	1959.6	0	Dejardin	51031	$1S-1s-\Delta\nu$	11316	26
14	1780	1	Lyman	56179	$1S-4p-2\,\Delta\nu$	11316	31.5
15	2228,4	1	Dejardin	44861	$1S-4p-3\,\Delta\nu$	11316	20
16	2054.5 2053.7	2 2	Lehmann y Straubel y Dejardin Wolf u. Stark	48661	$1S-3p-2\,\Delta\nu$	11313	23.7
17	2338	—	(Franck u. Einsporn Arbeit)	42758	$1S-2p-\Delta\nu$	11308	18
18	3181,1 ± 1	2	Bloch	31427	$1S-2p-\Delta\nu$	11318,5	10
19	3558.2	1	Stark	28096	$1S-2p_2-\Delta\nu$	11317	8
20	5956 ± 1	2	Bloch	16785	$1S-2p_2-2\,\Delta\nu$	11314	2.8
21	2042,18 2042,26	3 3	Dejardin Bayen	48951	$1S-2p_3+\Delta\nu$	11309	24,5
22	3797.4 3797.6	1 1	Stiles Eder y Valenta	26326	$1S-2p_3-\Delta\nu$	11316	7
23	1110,1	5	Carroll	90082	$1S-4p+\Delta\nu$	11272	81

1) In Kayser, Lyman und in den Tables Annuelles finden sich die Linien 1973,1, 1970,1, 1973,2, 1973,98, 1974. Deshalb hat der Unterzeichnete eine eigene Bestimmung ausgeführt mit einem Hilgerspektrographen. Das Quecksilber wurde durch Elektronenstoß angeregt. Die Linien 1971,4 und 1974 wurden gefunden. Die Platte mit einem Zeißkomparator ausgemessen.

2) Carroll meint, daß sie vielleicht dem Aluminium angehört, das als Verunreinigung zugegen ist. Eder und Valenta, Stiles, Stark u. Lehmann und Straubel siehe H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie, Band V; J. Lyman, The spectroscopy of the extreme ultraviolett; K. Wolff, Untersuchungen im äußersten Ultraviolett. Ann. d. Phys. **42**, 480, 1913; J. A. Carroll, The Vacuum spark spectra etc. Phil. Transact. Roy. Soc. of London. Series A. Vol. 225, p. 357—420, 1926; L. u. E. Bloch, Spectres d'etincelle d'ordre superieur du mercure. Journ. d. Phys. 4, 333, 1923; Tables Annuelles **5**, p. 462; G. Dejardin, Spectres d'etincelles du mercure dans ultraviolet lointain. Decbr. 1926, p. 1340; J. C. Mc. Lennan & W. U. Shaver, Proc. Roy. Soc. London (A) **100**, 200, 1921; Tables Annuelles V p. 461; M. Bayen, C. R. **180**, p. 57, 1925.

Tabelle IV.

Wellenlängen λ Å			Wellenzahlen cm^{-1}	
Beobachtet $\lambda_{beob.}$ Å	Berechnet $\lambda_{ber.}$	$\lambda_{beob.} - \lambda_{ber.}$	Beobachtet	Berechnet
8832	8834	— 2	11319	11316
5956+1	5957,3	— 0,3	16785	16781
4417	4417,2	— 0,2	22633	22632
3558,2	3558,1	+ 0,1	28096	28097
3181,1	3180,6	+ 0,5	31427	31432
2338	2338,4	— 0,4	42758	42748
2228,4	2228,4	0,0	44861	44861
2209,1	2208,6	+ 0,5	45252	45264
2054,1	2054,3	— 0,2	48661	48657
1971,4	1971,2	+ 0,2	50723	50728
1959,6	1959,6	0,0	51031	51031
1806,5	1806,5	0,0	55355	55355
1780	1780	0,0	56179	56179
1667,3	1667,3	0,0	59977	59977
1611,9	1611,7	+ 0,2	62037	62044
1499,5	1499,8	— 0,3	66688	66672
1481,6	1481,6	0,0	67494	67494
1445,5	1445,7	— 0,2	69180	69168
1362,4	1363,1	— 0,7	73400	73361
1357,9	1357,6	+ 0,3	73643	73663
1110,1	1109,6	+ 0,5	90082	90126
2042,2	2041,9	+ 0,3	48951	48958
3797,5	3797,5	0,0	26326	26326

Die Übereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Werten ist eine vollkommene, besonders wenn man sich klar macht, welche ungeheure Ausdehnung die in Betracht gezogene spektrale Region (8800 — 110 Å) repräsentiert, und die Tatsache berücksichtigt, daß die theoretischen Werte nur aus einem einzigen Intervall, $\Delta\nu = 11316$ cm^{-1}, berechnet sind, und daß außerdem das Trägheitsmoment des Atoms möglicherweise von seinem Anregungszustand abhängt.

Die Linie $1S - 2p - 3\nu$ fällt genau auf die Linie 4970, die zu einer der Bogenserien gehört.

In Volt ist der optisch abgeleitete Wert von $\Delta\nu$

$$V = 1{,}390 \text{ Volt}$$

und der elektrisch gefundene Wert

$$V = 1{,}40.$$

Der „Term" $\Delta\nu$ oder seine Vielfachen kommen also vor sowohl als Addenden wie als Subtrahenden von Wellenzahlen, die bekannten Linien, den Bogenserien zugehörig, entsprechen.

Die einfachste, und vielleicht notwendige, Erklärung dieser Tatsache ist die, die Existenz einer gequantelten Rotation des Atoms zuzugeben.

Außer der Entdeckung der Existenz einer gequantelten Rotation des Atoms würde neu sein die Tatsache von der Existenz optischer Linien, die den Unterschieden der Energien von gleichzeitigen Sprüngen der Elektronen und der Rotation entsprechen.

Von der Energie, die dem Sprunge des Elektrons entspricht, wird ein Teil von dem Atom, um seine Rotationsenergie mit einem oder mehreren Quanten zu vergrößern, absorbiert, und der Rest in Gestalt eines Lichtquanten von einer gewissen Frequenz emittiert.

Wenn auch a priori dieselbe Wahrscheinlichkeit für diesen Vorgang existiert wie für den, in welchem das ausgestrahlte Licht einem Quant, dessen Frequenz die Summe der Energien jener Sprünge repräsentiert, entspricht, halten wir es doch für wenigstens ebenso wahrscheinlich, daß ein Atom, um seine Rotationsenergie zu vergrößern, einen Teil der Anregungsenergie von einem seiner eigenen Elektronen absorbiert, wie daß es diese Energie an ein anderes Atom abgibt, um es anzuregen und seine kinetische Translationsenergie zu vergrößern; eine Tatsache, die von verschiedenen Forschern in den letzten Jahren bei Untersuchungen über die sogenannte sensibilisierte Fluoreszenz[1]) bewiesen wurde.

Wenn, was sehr wahrscheinlich ist, alle Atome eine gequantelte Rotationsbewegung besitzen, wird es möglich sein, sie festzustellen durch Studium ihrer Spektren. Es ist nicht unwahrscheinlich, daß die der des Quecksilbers benachbarte neue „anormale" Serie des Thalliums, welche von Mohler und Ruark[2]) entdeckt wurde, diesen Ursprung hat.

Die optischen Linien, die von den gequantelten Sprüngen der Rotation herrühren, haben den Frequenzabstand

$$\Delta n = \frac{h}{4\pi^2 J} \cdot \text{sec}^{-1}. \qquad (1)$$

voneinander; h ist die Plancksche Konstante, J das Trägheitsmoment des Atoms.

Wenn man Δn in Wellenzahl pro cm schreibt, und die Werte von h und $4\pi^2$ einführt, bekommt man

$$\Delta\nu = \frac{55{,}3 \cdot 10^{-40}}{J} \text{ cm}^{-1}.$$

Gegeben, daß

$$\Delta\nu = 11316 \text{ cm}^{-1}$$

hat man

$$J = \frac{55{,}3}{11316} \cdot 10^{-40} \text{ g/cm}^2 = 0{,}49 \cdot 10^{-42} \text{ g cm}^2.$$

Berechnen wir nun einen Mittelwert des Radius, indem wir

$$J = \frac{2}{5} M r^2$$

1) G. Cario und J. Frank, Über die Auslöschung der Resonanzfluoreszenz des Quecksilbers durch Gaszusatz. Zeitschr. f. Phys. **29**, 345, 1924.

2) Wir kennen nicht die Originalarbeit, nur Blochs Angaben davon.

schreiben, so haben wir

$$M = 200{,}6 \cdot m_H = 200{,}6 \cdot 1{,}65 \cdot 10^{-24}\,\mathrm{g}$$

wo 200,6 das Atomgewicht des Quecksilbers, und m_H die Masse des Wasserstoffatoms ist. Man erhält so

$$r = 6 \cdot 10^{-11}\ \mathrm{cm}.$$

Die kinetische Theorie gibt Werte von der Größenordnung 10^{-8} cm; das sind Mittelwerte, die sich auf den mittleren Radius des Gebildes beziehen, der vielleicht durch die äußere Elektronenhülle festgelegt wird.

Es ist deshalb klar, daß der aus dem Trägheitsmoment abgeleitete Radius viel kleiner als dieser Wert sein muß, aber augenscheinlich muß er größer sein als der Radius des Kerns. Der Radius des Kerns eines schweren Atoms, der des Thoriums, aus der Geschwindigkeit der α-Partikeln abgeleitet, unter der Voraussetzung, daß die Anfangsgeschwindigkeit Null ist, ist nach Rutherford $7 \cdot 10^{-12}$ cm, ein Wert, den er wegen der erwähnten Voraussetzung als eine untere Grenze ansieht. Der von uns abgeleitete Radius des Atoms bleibt also innerhalb der Grenzen, die ihm zukommen.

Wenn man andererseits die molare Suszeptibilität mit X_a bezeichnet, hat man

$$X_a = \frac{e^2}{4m^2} JN$$

wo $\frac{e}{m}$ die spezifische Ladung des Elektrons, N die Avogadrosche Zahl und J das Trägheitsmoment der Elektronen mit Rücksicht auf den Kern ist.

Für flüssiges Quecksilber ist

$$X_a = 38{,}1 \cdot 10^{-6},$$

außerdem

$$e/m = 1{,}77 \cdot 10^{7}$$

und also

$$J = 0{,}8 \cdot 10^{-42}.$$

Solche Übereinstimmung — denn dieser Wert ist von derselben Größenordnung die wir gefunden haben — würde in der Tat unsere Resultate bekräftigen, wenn die Suszeptibilität X_a sich nicht auf flüssiges Quecksilber, sondern auf Quecksilberdampf bezöge. Es wäre deshalb von speziellem Interesse; das X_a, das diesem Zustande entspricht, zu messen[1]).

Dessenungeachtet haben wir die volle Überzeugung, daß es schwierig sein wird den Beweis für die gefundene gequantelte Rotation des Atoms zu widerlegen.

1) Diese magnetische Berechnung stammt von Professor P. Langevin, dem wir den Inhalt dieser Arbeit mündlich mitteilten, gelegentlich seines Besuches im Physikalischen Institut von La Plata, und in einem Brief vom 4. September.

Schlußfolgerungen.

1. Im Quecksilber existieren Potentiale (angegeben in den Messungen von Franck und Einsporn, von Loyarte und von Jarvis) die man aus denen, die optischen Linien von bekannten Bogenserien oder deren Termen entsprechen, durch Addition des Potentials 1,4 Volt oder seiner Vielfachen, erhalten kann; und Potentiale (angegeben in den Messungen von Jarvis) die von jenen durch Subtraktion desselben Potentials oder seines zweifachen abgeleitet zu sein scheinen; diese Tatsachen legen die Annahme der Existenz einer gequantelten Rotation des Atoms nahe.

2. Durch Verfolgung dieser Annahme auf optischem, d. h. spektroskopischem Wege wurden 23 Linien gefunden, die mit großer Genauigkeit der gemachten Annahme entsprechen. Drei davon entsprechen 1, 2 und 4 Rotationsquanten und die übrigen sind Kombinationen mit Linien der Bogenserien.

3. Zu den Energien der Quantensprünge der Elektronen werden die Rotationsquanten sowohl addiert, wie auch von ihnen subtrahiert. Im letzten Falle absorbiert das Atom eine oder mehrere Rotationsquanten von der Anregungsenergie, die dem Wechsel der Umlaufsbahn der Elektronen entstammen; der Rest der Energie wird in Form eines Lichtquanten emittiert.

Instituto de Fisica, Universidad de La Plata, Septembre 21 de 1927.

(Eingegangen 19. Oktober 1927.)

Über die Nullpunktzustände.

Von Witold Jazyna.

Inhalt. Die Erniedrigung der Temperatur kann zu zwei wesentlich verschiedenen Endzuständen führen. Die Gleichungen

$$\frac{Q_{T_2}}{Q_{T_1}} = \frac{T_2}{T_1} \qquad (1)$$

und

$$Q_T = ST \qquad (2)$$

sind mathematisch und ja auch physikalisch nicht äquivalent. Nur (1) kann beim „quasi-permanenten" Gleichgewichtszustand (dem absoluten Nullpunkt) den eindeutigen Wert $Q_T = 0$ geben. Die Gleichung (2) schließt noch den „permanenten" Gleichgewichtszustand ein, wobei nur annähernd $T \backsimeq 0$ und die Entropie $S = S_{max}$ ist, also kann $Q_T \neq 0$ sein. Somit kann dieser Zustand nur praktisch als Nullpunkt betrachtet werden. Die formale Anwendung der thermodynamischen Hauptsätze in einigen Fällen auch bei Nullpunktzuständen ist möglich.

Es scheint, daß man auch vom allgemeinen thermodynamischen Standpunkt aus die Erscheinungen bei niedrigen Temperaturen (einschließlich des absoluten Nullpunkts) unter einigen sehr natürlichen Annahmen theoretisch behandeln kann[1]).

Die Notwendigkeit solcher Behandlung geht aus folgenden Gründen hervor.

Eine Forderung des zweiten Hauptsatzes besteht darin, das die isothermische Dilatationswärme

$$l_T = 0$$

sein muß, unter der Bedingung, daß $T = 0$ ist. Aus experimentelltheoretischem Grund kann man jedoch schließen, daß auch bei sehr niedrigen Temperaturen die Verdampfungswärme nicht gegen Null konvergiert. Eine ähnliche Schwierigkeit erscheint, wenn man das Nernstsche Wärmetheorem als ein allgemeingültiges Prinzip betrachten will[2]), denn z. B. für ein nichtentartetes Gas bei $T = 0$ ist die Entropie $S = +\infty$[3]).

Somit müssen wir annehmen, daß ein Körper bei der Erniedrigung der Temperatur sich je nach den Umständen zwei wesentlich verschiedenen Endzuständen annähern kann.

Dies ist erstens der Zustand des absoluten Nullpunktes, wobei das Nernstsche Theorem anwendbar ist, und zweitens ein Zustand, in welchem sich ein nichtentartetes Gas befinden kann.

Diese Zustände nenne ich „quasipermanente" und „permanente" Gleichgewichte.

Noch[4]) einen wesentlichen und prinzipiell wichtigen Unterschied zwischen diesen beiden Zuständen kann man auf Grund der Carnotschen Gleichung

$$\frac{Q_{T_2}}{Q_{T_1}} = \frac{\psi(t_2)}{\psi(t_1)} \qquad (1)$$

und der Clausiusschen

$$Q_T = ST \qquad (2)$$

erkennen, wobei bzw. Q_T, S, t und T den thermodynamischen Wärmeaufwand bei den isothermischen Prozessen zwischen zwei willkürlich gewählten Adiabaten, Entropie[1]), gewöhnliche physikalische und absolute Temperatur bedeuten und

$$T = \psi(t)$$

ist.

Es ist schon in der Carnotschen Theorie bewiesen, daß die Funktion $\psi(t)$ universellen Charakter besitzt. Ähnliche Eigenschaften besitzt auch eine Funktion, die sich für zwei willkürliche „Isodiabaten", d. h. für Prozesse, deren „verallgemeinerte" spezifische Wärme

$$c_x = \lim\left(\frac{\Delta Q}{\Delta t}\right)_x = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_x + A\,p\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_x$$

nur von der Temperatur abhängt, konstruieren läßt[2]).

Also für alle Körper muß bei $T = 0$ (d. h. $\psi(t) = 0$) auch $Q_T = 0$ sein.

Dies stellt eine notwendige Folge der Gleichung (2) und hiermit des zweiten Hauptsatzes dar.

Also kann der Körper in dem betrachteten Zustande keine Wärmemenge isothermisch abgeben oder aufnehmen, d. h. es ist[3])

$$Q_T^{(-)} = 0 \text{ und } Q^{(+)} = 0.$$

1) Vgl. z. B. Zeitschr. f. Phys. **30**, 372, 1924; **28**, 371, 1924; besond. **37**, 304, 1926 u. **41**, 211, 1927.

2) Ohne spezielle Einschränkungen über den kondensierten Aggregatzustand hinzuzufügen. Diese wichtige Bedingung ist von selbst erfüllt, wenn man unter dem „absoluten Nullpunkt" etwas strenger Definiertes, nämlich den quasipermanenten Gleichgewichtszustand versteht (a. a. U.).

3) Vgl. z. B. Max Planck, Thermodynamik, S. 276 (8. Aufl., Walter de Gruyter & Co.).

4) Vgl. Zeitschr. f. Phys. **30**, 372, 1924.

1) Im allgemeinen ist Q_T eine Funktion der Temperatur T und des Volumens v, d. h. $Q_T = F(T, v)$, wobei v das Volumen auf der Endadiabate bedeutet, denn das Anfangsvolumen v_1 kann man mit Hilfe der Gleichung der bekannten Anfangsadiabate $v_1 = f(T)$ eliminieren. Somit kann man auch die veränderliche „Entropiedifferenz" $S_2 - S_1$ als „Entropie" betrachten, da z. B. mit Hilfe des elementaren Kreisprozesses leicht darstellbar ist, daß die umkehrbaren adiabatischen und isentropischen Prozesse zusammenfallen. Wirklich nehmen wir einen elementaren Kreisprozeß, der aus einer Isotherme 1—2 (elementarer Wärmeaufwand ΔQ_T), einer Adiabate 2—3 (a. a. O. $\Delta Q = 0$) und einem beliebigen Prozeß 1—3 (a. a. O. ΔQ) besteht. Die Summe $\Sigma \Delta Q$ konvergiert gegen Null schneller als ΔQ, wenn die Punkte 1—2—3 sich nähern, d. h. $\Delta Q_T - \Delta Q = 0$ ist. Beim isothermischen Prozeß ist $\Delta Q_T = T\,dS$, folglich haben wir allgemein $\Delta Q = T\,dS$, wobei S die Entropie (nicht aber die Entropiedifferenz) bedeutet. Also muß auch bei $\Delta Q = 0$ $dS = 0$ sein und umgekehrt.

Es ist eine Grundtatsache der früheren Betrachtung, (Zeitschr. f. Phys. **41**, 211, 1927), daß die Entropiedifferenzen (bzw. Entropie) keine Konstanten sind, weil die Endadiabate nach Willkür verschoben sein kann (vgl. J. E. Verschaffelt, Zeitschr. f. Phys. **43**, 152, 1927.).

2) Für zwei „Isolinien" (d. i. zwei Isochoren, Isobaren usw.) dagegen, da sie im allgemeinen keine Isodiabate sind, verliert die Funktion $\psi(t)$ diesen universellen Charakter. Es ist ohne weiteres klar, daß man in einigen besonderen Fällen, z. B. für Isochoren (Isopyknen) unter der Bedingung $C_v = f(T)$, d. h. für Clapeyronsche und van der Waalssche Systeme, die Beziehung $Q_t = \psi(t) J$ schreiben kann (vgl. J. E. Verschaffelt, Zeitschr. f. Phys. **43**, 152, 1927).

Es ist aber keine Verallgemeinerung der Gleichung

$$\frac{Q_{T_2}}{Q_{T_1}} = \frac{\psi(t_2)}{\psi(t_1)},$$

sondern eine Verengung, welche uns daraus keine nutzbaren Schlüsse ziehen läßt.

3) Vgl. diese Zeitschr. **26**, 622, 1925.

Dieser Zustand ist das quasipermanente Gleichgewicht und muß als ein absoluter Nullpunkt im strengen Sinn betrachtet werden.

Das quasipermanente Gleichgewicht ist also ein einziger Zustand, bei welchem der Wärmeinhalt[1]) für alle Körper, unabhängig von ihren physikalischen Eigenschaften, durch die Temperatur allein eindeutig bestimmt ist. Etwas anderes ergibt sich, wenn man zur Beschreibung der Beschaffenheit der Körper bei $T = 0$ die Clausiussche Gleichung (2) benützt.

In diesem Fall bei $T \backsimeq 0$ kann offenbar $Q_T \neq 0$ sein, weil wir hier auch $S \simeq \infty$ setzen können.

Also muß man auf Grund der Gleichung (2) annehmen, daß, wenn sich die Temperatur der Null nähert, der Körper noch zu einem anderen, wesentlich von dem quasipermanenten Gleichgewichte verschiedenen Zustande streben kann.

Der betreffende Zustand ist das „permanente" Gleichgewicht.

Der physikalische Unterschied zwischen diesen beiden Zuständen ist aus dem Grund erkennbar, daß die Gleichungen (1) und (2) auch mathematisch nicht äquivalent sind[2]).

Da die Werte $T = 0$ und $Q_T = 0$ ebenfalls der Gleichung (2) genügen, so schließt sie die beiden Zustände ein.

Das quasipermanente Gleichgewicht kann eindeutig durch die äquivalenten Bedingungen

$$T = 0, \text{ oder } Q_T = 0, \text{ oder } S = 0$$

bestimmt werden.

Hiermit ist der Zustand des absoluten Nullpunktes im strengen Sinn definiert.

Nach dem Nernstschen Wärmetheorem ist der Zustand nicht erreichbar. Diese Unerreichbarkeit bei jedem Prozesse und für alle Körper nimmt auf Grund des reziproken Theorems die Form einer absoluten Notwendigkeit an, weil der fiktive Zustand auch physikalisch unerreichbar[3]) ist.

Als einen Gleichgewichtszustand kann man den absoluten Nullpunkt durch die Bedingungen

$$(\Delta S)_U = 0 \text{ und } (\Delta U)_S = 0$$

charakterisieren[1]), die selbst das neutrale Gleichgewicht bestimmen. Für einen unmittelbar naheliegenden Zustand verwandeln sie sich aber in

$$(\Delta S)_U > 0 \text{ und } (\Delta U)_S = 0,$$

d. h. in die Bedingungen des labilen Gleichgewichts.

Es kann in dem Zustande des absoluten Nullpunktes keine Materie existieren und jede Möglichkeit, wenn auch abstrakter Verknüpfung des Gegenstandes mit den thermischen Eigenschaften ist logisch ausgeschlossen.

Die „Wärme" ist eine Energieform, die mit dem Temperaturbegriffe eng verknüpft ist. Dort wo es keinen Sinn hat über die „Temperatur" zu sprechen, braucht von der „Wärme" nicht die Rede zu sein. Man darf nicht vergessen, daß die potentielle oder selbst die kinetische Energie doch keine „Wärme"[2]) ist, somit die Verwandlung dieser Form der Energie in Wärme noch eines Prozesses bedarf.

Schließlich hat es keinen Sinn, die physikalisch reellen Prozesse (z. B. Verdampfung, Dissoziation, Änderung des Aggregatzustandes oder der Modifikation) als auch beim absoluten Nullpunkt realisierbar zu denken.

Freilich können aber die Wärmetönungen und die Verdampfungswärme auch bei sehr niedrigen Temperaturen nicht Null sein. Nun haben diese Zustände und Prozesse mit dem absoluten Nullpunkt unmittelbar nichts zu tun. Solche Prozesse sind nur in der Nähe des permanenten Gleichgewichts denkbar, wobei die Temperatur einen Minimalwert annimmt und die Entropie ihr Maximum erreicht.

Theoretisch ist dieser Zustand streng genommen kein Nullpunkt und kann nur praktisch als solcher betrachtet werden.

---

1) D. h. $\int_0^T c_v \, dt$. Dies stellt keinen „Energieinhalt" J der Körper dar. Der Energieinhalt ist $J = U + Apv$, enthält also noch die potentielle Energie $(dT - Ap)\,dv$ und die sog. „Volumenenergie" pv.

2) Wirklich ergibt sich die Gleichung (2) durch Multiplikation des Zählers und Nenners der rechten Seite von (1) mit dem Faktor S. Es ist aber eine für die Äquivalenz notwendige Bedingung, daß $S \neq \infty$, die in dem letzten Fall nicht erfüllt wird.

Die Beziehungen (1) und (2) kann man auch als einige spezielle Formen des zweiten Hauptsatzes betrachten. Die hier behandelte Frage steht also in gewissem Zusammenhang mit meiner früheren Mitteilung, diese Zeitschr. **26**, 622, 1925.

3) Zeitschr. f. Phys. **37**, 304, 1926; **41**, 211, 1927.

1) J. W. Gibbs, Transact. Connecticut Acad. III, 109, Okt. 1875—Mai 1876.

2) Falls man die Wärme z. B. nach L. Boltzmanns Vorstellung als eine ungeordnete („tumultare") Bewegung der Moleküle auffaßt.

Eine unzertrennbare Verbindung dieser verschiedenen Gegenstände ermöglicht nur die Broglie-Klein-Schrödingersche Wellentheorie durch energetische Beschreibung des materiellen Zustandes. Vom Standpunkt der allgemeinen Thermodynamik stellt einen Schritt in dieser Richtung das reziproke Theorem dar (vgl. Zeitschr. f. Phys. **41**, 211, 1927). Aber der engste Zusammenhang, der sogar zu der Identifizierung der inneren physikalischen Natur der Erscheinungen führen kann, ist doch keine erschöpfende Identität der im allgemeinen verschiedenen Ereignisse (vgl. Verschaffelt a. a. O.)

Infolgedessen ist es auch nicht möglich die Temperatur der Körper, die sich im permanenten Gleichgewichtszustande befinden, weiter zu erniedrigen.

Der reelle Übergang zu dem quasipermanenten Gleichgewicht ist jedenfalls ausgeschlossen, weil zwischen diesen beiden Zuständen ein nicht-existenzfähiges, nur theoretisch vorstellbares Gebiet liegt, wobei, wenigstens in einigen Fällen, die formale Anwendung der thermodynamischen Hauptsätze noch möglich ist.

Leningrad, Technologisches Institut, 15. Oktober 1927.

(Eingegangen 11. November 1927.)

Mechanische und elektrische Festigkeit und Molekularkräfte.

Von A. Joffé.

Die von M. Born und seinen Mitarbeitern durchgeführte elektrische Theorie der festen Körper gibt bekanntlich eine befriedigende Beschreibung der Dichte, Elastizität, der Dielektrizitätskonstanten und Symmetrie der Kristalle. Was aber die absolute Größe der Kohäsionskräfte betrifft, so stehen die elektrisch berechneten Molekularkräfte der praktisch viele hundertmal kleineren Festigkeit gegenüber.

Versuchen wir die Kohäsionskräfte durch mechanischen Zug zu überwinden, so finden wir, für Steinsalz zum Beispiel, daß bei einer Zugspannung von 0,4 kg/mm² schon ein Zerreißen des Kristalls erfolgt, während die elektrische Theorie eine Kohäsionsfestigkeit von 200 kg/mm² erwarten läßt.

Versuchen wir den Kristall durch elektrische Kräfte zu zerstören, so finden wir einen Durchschlag, sobald ein Feld von etwa 300 000 Volt/cm erreicht wird. Demgegenüber fordert die elektrische Theorie ein Feld von etwa 100 000 000 Volt/cm, um die Ionen aus dem Kristallverbande zu entfernen und auf diese Weise das Gitter zu zerstören.

Was die mechanische Festigkeit betrifft, so wäre es möglich, den Widerspruch zwischen den großen Kohäsionskräften und der kleinen Zerreißfestigkeit dadurch zu erklären, daß das Zerreißen nicht gleichzeitig am gesamten Querschnitt erfolgt. Man könnte zum Beispiel nach dem Vorschlag von Griffith an winzige Sprünge denken. An der scharfen Ecke eines solchen amikroskopischen Sprunges würde die Spannung einige hundertmal die mittlere Spannung übertreffen und folglich zu einer Erweiterung des Sprunges führen. Das allmähliche Fortschreiten des Sprunges durch den ganzen Querschnitt hat dieselben Folgen, wie eine gleichzeitige Überwindung der Kohäsionskräfte. Es ist aber klar, daß der erste Mechanismus viel kleinere Kräfte erfordert, als der letztere.

In einem gut ausgebildeten Einkristall wird man scharfe Inhomogenitäten nur an der Oberfläche erwarten. Man wird weiter vermuten, daß an einer frischen Oberfläche solche Inhomogenitäten nicht momentan entstehen, sondern erst im Laufe der Zeit. Entfernt man die Oberfläche dauernd rasch genug, so kann man hoffen, die Bildung der Sprünge zu vermeiden und folglich die vermutete Ursache der kleinen Festigkeit zu beseitigen. Fräulein Levitsky und ich führten diese Idee in folgender Weise durch: Wir setzten einen Steinsalzkristall in heißes Wasser und untersuchten seine Zerreißfestigkeit, während seine Oberfläche fortdauernd aufgelöst wurde. Es stellte sich in der Tat heraus, daß die im Wasser befindlichen Teile des Steinsalzes eine viel höhere Festigkeit besaßen als die trockenen. Auch dann, wenn der Querschnitt des nassen Teiles 20 mal kleiner war als der des Trockenen, riß das Stück immer an dem trockenen Querschnitt. Erst nachdem der nasse Querschnitt durch allmähliches Auflösen bis auf einen sehr kleinen Bruchteil ($^1/_{100}$ bis $^1/_{400}$) des trockenen reduziert worden ist, erfolgte die Zerreißung des unter Wasser befindlichen Querschnittes. Es wurden auf diese Weise Zerreißspannungen von 30 bis 160 kg/mm² erreicht, die der theoretischen Kohäsion von 200 kg/mm² schon ganz nahe kommen.

Gegen diese Versuche wurde eingewendet, daß im Moment des Zerreißens der Kristall schon weitgehend plastisch deformiert gewesen war und daß folglich die gemessene hohe Festigkeit sich auf einen verfestigten Polykristall bezieht. Um diese Zweifel zu beseitigen, führten wir die Versuche noch in einer anderen Weise durch. Wir vermieden dabei eine Behandlung der Oberfläche durch Wasser, deren Natur doch nicht absolut sicher steht, und benutzten den theoretisch einfacheren Fall des allseitigen Zuges an Stelle des einseitigen.

Eine Kugel aus Steinsalz wurde vorsichtig in flüssiger Luft abgekühlt und dann plötzlich in siedendes Wasser oder in geschmolzenes Blei eingetaucht. Es entsteht zwischen der heißen äußeren Hülle und dem kalten Kern eine Zugspannung, die nach einer Zeit von wenigen Sekunden ihr Maximum im Mittelpunkt der Kugel erreicht. Diese größte allseitige Zugspannung ist vom Durchmesser unabhängig und erreicht beim Eintauchen in siedendes Wasser ca. 25 kg/mm² und im geschmolzenen Blei ca. 70 kg/mm². Da die Oberfläche der Kugel frei ist, kann an der Oberfläche keine radiale

Zugkraft entstehen. Der Zustand der Oberfläche ist deshalb belanglos für das Verhalten der Kugel. Die Sprünge sind dadurch gefahrlos gemacht, ohne daß sie beseitigt werden müssen. Außer den Radialkräften, die an der Oberfläche gleich Null werden, gibt es noch einen Tangentialdruck, der zwar an der Oberfläche nicht verschwindet, der aber an der heißen Oberfläche kein Zerspringen verursachen kann. Es zeigte sich, daß die Erwärmung, soweit sie gleichmäßig erfolgte, keine Sprünge in der Kugel erzeugte. Steinsalz hielt ohne Zerreißen eine allseitige Zugspannung bis 70 kg/mm² oder 7000 Atm. aus, sobald die Wirkung der Oberflächensprünge durch die eigentümliche Spannungsverteilung ausgeschaltet wurde. Wir schließen aus diesen Versuchen, daß die Kohäsionskräfte im Steinsalz tatsächlich die von der elektrischen Theorie vorhergesagten hohen Werte besitzen. Die viel zu kleine Zerreißfestigkeit muß auf lokale Oberflächenfehler zurückgeführt werden.

In ähnlicher Weise klärte sich der die elektrische Festigkeit betreffende Widerspruch auf. Auch hier wurde die viel zu kleine dielektrische Durchschlagsfestigkeit durch sekundäre Erscheinungen erklärt. Auch hier gelang es nach deren Beseitigung die 500mal höhere theoretische Festigkeit festzustellen. Als die Ursachen des frühzeitigen Durchschlages kommen in Betracht: 1. Die durch den Strom entwickelte Wärme; 2. die Erzeugung neuer Ionen durch die Bewegung der wenigen anfänglichen Ionen (Stoßionisation; 3. die ungleichmäßige Feldverteilung (lokale Überspannungen); 4. die Ausbreitung der Risse durch die durch das Feld erzeugten mechanischen Spannungen. Die beiden letzteren Ursachen des Durchschlages sind in unserem Laboratorium von A. Walter und L. Inge und von G. Horowitz und B. Pines behandelt und im Arch. f. Elektr. 1928 publiziert.

Die erste Erklärung des Durchschlages wurde von K. Wagner vorgeschlagen und in technischen Kreisen viel diskutiert. Alle Dielektrika besitzen einen hohen positiven Temperaturkoeffizienten der Elektrizitätsleitung. Die erzeugte Wärme erhöht daher die Leitfähigkeit, vergrößert den Strom und erzeugt folglich noch mehr Wärme. Die Temperatur steigt demgemäß sehr rasch an, bis ein Zustand erreicht wird, wo die durch Wärmeleitung abgeführte Wärme der Wärmezufuhr durch den Strom das Gleichgewicht hält. Liegt diese Gleichgewichtstemperatur unterhalb der Schmelztemperatur, so hat der Vorgang nur ein Erwärmen des Dielektrikums und einen Energieverlust zur Folge. Wird aber die Schmelztemperatur erreicht, so erfolgt das Schmelzen und oft tritt auch ein Verdampfen ein.

Es ist klar, daß diese Erklärung eine starke Abhängigkeit der Durchschlagsspannung von der Temperatur erwarten läßt. Je näher die Anfangstemperatur des Dielektrikums an die Schmelztemperatur herankommt, eine desto kleinere Spannung wird zum Durchschlag führen. Die von W. Fock und N. Semenoff in unserem Institut und gleichzeitig von Rogovsky und von Kármán in Aachen durchgeführte Rechnung zeigt, daß die Durchschlagsspannung von der Schmelztemperatur nach niedrigen Temperaturen exponentiell ansteigen muß und daß der Exponent etwa halb so groß sein muß wie der Exponent der entsprechenden Formel für die Elektrizitätsleitung σ

$$\log V_d = \frac{L}{T} + B; \qquad (1)$$

$$\log \sigma = -\frac{A}{T} + B. \qquad (2)$$

Diese Folgerungen der Wärmetheorie sowie alle anderen sind mit großer Genauigkeit von A. Walter, N. Semenoff und L. Inge an Glas, Steinsalz und Porzellan bei höheren Temperaturen bestätigt worden. Insbesondere zeigte sich, daß bei Annäherung an den Schmelzpunkt die Durchschlagsspannung bis auf ganz kleine Werte von 50—100 Volt sinkt. Die Gesamtheit der Experimente läßt keinen Zweifel übrig, daß bei Temperaturen über 200° C der Durchschlag von Steinsalz durch die Wärmeentwicklung bedingt ist. Trägt man den Logarithmus der Durchschlagsspannung gegen die reziproke absolute Temperatur auf, so findet man zwischen 800 und 200° C eine gerade Linie mit einer Neigung, die etwa halb so groß ist, wie die Neigung für den Logarithmus der Leitfähigkeit.

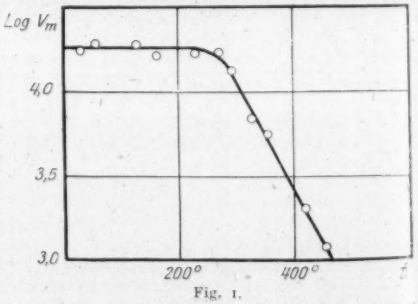


Fig. 1.

Bei 200° C ändert sich plötzlich die Neigung. Bis herab zur Temperatur der flüssigen Luft wird die Durchschlagsspannung unabhängig von

der Temperatur. Dies ist ein Zeichen, daß die Ursache des Durchschlags hier nichts mehr mit der Wärmeerzeugung und Schmelzung zu tun hat. Der Durchschlag erfolgt in diesem Temperaturgebiet, sobald eine bestimmte Feldstärke von wenigen hunderttausend Volt pro Zentimeter erreicht wird.

Meine Untersuchungen der elektrischen Leitfähigkeit der Kristalle führten mich aber auf einen Fall, wo Felder, die hundertmal stärker waren, keinen Durchschlag erzeugten. Der Stromdurchgang im Kalkspat und in manchen anderen festen dielektrischen Substanzen verändert die Potentialverteilung derart, daß die gesamte Potentialdifferenz in einer Schicht in der Nähe einer der Elektroden konzentriert wird. Die Dicke dieser Schicht wurde zu $1-10\,\mu$ bestimmt, während die Potentialdifferenz Tausende von Volt erreichen konnte. Es sind somit Felder von mehreren 10^7 Volt/cm vorhanden. Auch im amorphen Glas konnte ein solches Feld erzeugt werden, indem bei hoher Temperatur Ionen aus einer sehr dünnen Anodenschicht entfernt wurden und eine dünne, $(1-5\,\mu)$ ionenarme, schlechtleitende Schicht entstand. Auch in dieser Schicht konnte ein ebenso starkes Feld von 10^7 Volt/cm beobachtet werden.

Nachdem wir uns überzeugten, daß die verminderte Leitfähigkeit allein die Vergrößerung der Durchschlagsspannung nicht erklären konnte, wurde unsere Aufmerksamkeit auf die Dünnheit der Schicht als auf die Ursache der hohen dielektrischen Festigkeit gelenkt. Ebenso wie das Sinken der Durchschlagsspannung bei Annäherung an den Schmelzpunkt ein Kennzeichen des Wärmedurchschlags darstellt, genau in derselben Weise wird man das Anwachsen der Durchschlagsspannung in sehr dünnen Schichten als ein Kennzeichen der Stoßionisation auffassen.

Betrachten wir in der Tat ein Dielektrikum, in dem das elektrische Feld $\mathfrak{E}$ ausreicht, eine Stoßionisation zu erzeugen. Um die zur Stoßionisation nötige Energie zu erhalten, muß das Ion eine bestimmte Strecke λ im Felde zurücklegen und eine Potentialdifferenz P passieren. Berechnen wir mit D die Dicke der Schicht und mit V die angelegte Potentialdifferenz, so werden wir erwarten, daß die Anzahl Z der Stoßionisationen, die ein Ion auf dem Wege von der einen Elektrode zur anderen erzeugt

$$Z = \frac{D}{\lambda} = \frac{V}{P}. \qquad (3)$$

Jede Stoßionisation verdoppelt die Anzahl der Ionen. Folglich werden N_0-Ionen, die von einer Elektrode ausgehen, auf ihrem Wege N neue Ionen erzeugen, wobei

$$N = N_0\, 2^z. \qquad (4)$$

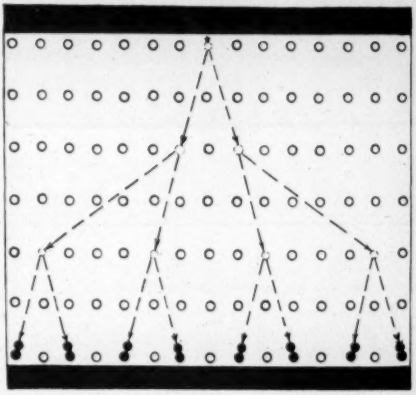


Fig. 2.

Führen wir die Rechnung für Ionen, die gleichmäßig im Dielektrikum mit einer Dichte n_0 $\frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^3}$ verteilt sind, aus, so gelangen wir zu einer mittleren Dichte n neuer Ionen

$$n = n_0 \frac{P}{V}\left(e^{\frac{V}{P}} - 1\right). \qquad (5)$$

Solange $\frac{P}{V} = \frac{D}{\lambda}$ klein bleibt, hat die Stoßionisation keine anderen Folgen, als die Vergrößerung der Stromstärke und die Verzerrung der Potentialverteilung. $\frac{D}{\lambda} = 5$; $n = 20\, n_0$.

So wird für

$$\frac{D}{\lambda} = 10;\ n \cong 4{,}000\, n_0,$$

$$\frac{D}{\lambda} = 20;\ n = 10^8\, n_0.$$

Wir sehen, daß bei etwa $z = 15$ eine gefährliche Grenze erreicht wird.

Nun kann man die Weglänge λ, auf welcher die Energie der Ionen aufgesammelt werden kann, auf etwa $10^{-6}-10^{-5}$ cm, d. h. auf einige Hundert Molekulardistanzen schätzen. Hat man daher ein Dielektrikum von der Dicke $D = 1$ mm, so erreicht die Anzahl der Ionisationen

$$z = \frac{D}{\lambda} = 10^4$$

und die Anzahl der neugebildeten Ionen

$$n \cong e^{10000\, n_0}.$$

Es ist dann ohne weiteres klar, daß, sobald die Stoßionisation einsetzt, ein Durchschlag unvermeidlich wird.

Die Bedingung des Durchschlages in Schichten, die dick sind im Verhältnis zu λ, muß die Erreichung eines Feldes, das fähig ist, Stoßionisation zu erzeugen, sein.

Ganz anders liegen die Verhältnisse für Schichten, die nicht allzu dick sind im Verhältnis

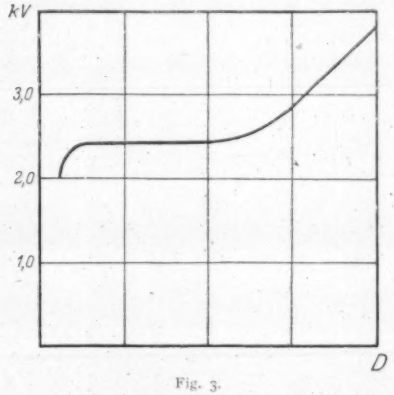


Fig. 3.

zu λ. Hier wird es wohl auf die Größe von n ankommen. Wir wollen als die Bedingung für den Durchschlag die Erreichung einer bestimmten mittleren Dichte n_s der Ionen betrachten. Die Formel (5) zeigt, daß der Durchschlag bei einem

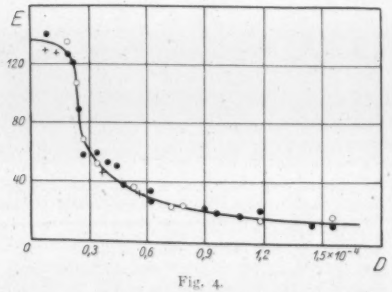


Fig. 4.

bestimmten $\frac{V}{P}$ erfolgen muß. Würden wir zunächst P als unabhängig von V und $\mathfrak{E}$ ansehen, so heißt das, daß die Durchschlagsspannung V unabhängig von der Dicke D sein muß, während die mittlere Feldstärke $\mathfrak{E} = \frac{V}{D}$ der Dicke umgekehrt proportional sein soll.

Die Versuche, die K. Sinelnikoff, I. Kurchatoff und ich an dünnen Schichten von Glas, Glimmer, Kolophonium, Pizein, Öl und Benzol ausführten, lieferten auch ein Ergebnis, das in den folgenden Figuren dargestellt ist:

Demnach haben wir Schichten von der Dicke über $5\,\mu$ als dick zu betrachten, während für Schichten dünner als $5\,\mu$ die Formel (5) gilt. Die Durchschlagsfestigkeit steht aber nur in einer indirekten Beziehung zur Stoßtheorie. Die Grundannahme ist die Neubildung von Ionen, die mit $\frac{V}{P}$ oder $\frac{D}{\lambda}$ exponentiell ansteigt. Die Anzahl der Ionen wird aber durch die Stromstärke gegeben. Wir gingen demgemäß dazu über, die Stromstärken J als Funktion des Feldes $\mathfrak{E}$ und die Dicke D zu messen. Vorversuche zeigten, daß einige Sekunden nötig sind, um durch Wärmeentwicklung die Leitfähigkeit zu ändern. Daher wurde so verfahren,

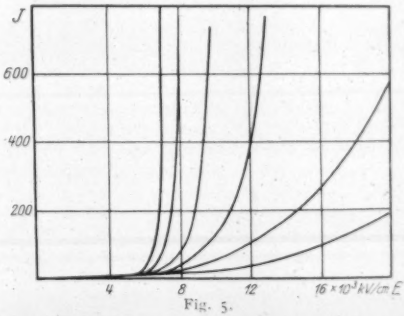


Fig. 5.

daß die Spannung, die jedesmal nur 0,1 sec lang mit Intervallen von 2 sec angelegt wurde, um gleiche Stufen erhöht wurde. Die entsprechenden Stromstärken wurden mittels eines Fadengalvanometers photographisch registriert. Das Resultat gibt die Fig. 5.

Bis zum Beginn der Stoßionisation bei etwa 3×10^5 Volt/cm gilt das Ohmsche Gesetz. Das Anwachsen nach dieser Grenze ist um so steiler, je größer die Dicke ist, entsprechend dem Umstand, daß

$$z = \frac{V}{P} = \frac{\mathfrak{E} D}{P}. \qquad (6)$$

Jeder Punkt der Kurven erlaubt P und λ zu berechnen. Die Kurve, die für die ursprüngliche Dichte der Ionen n_0 gelten würde, muß nach der Stoßionisation annähernd horizontal werden. Das Verhältnis der Stromstärke J, die einer Feldstärke $\mathfrak{E}$ entspricht, zu der Stromstärke J_0, die der ungeänderten Anzahl der Ionen n_0 entsprechen würde, gibt die relative Vergrößerung der Ionendichte.

Tabelle.

		$\mathfrak{E} = 1{,}5 \times 10^8$ Volt/cm	$\mathfrak{E} = 3 \times 10^5$ Volt/cm
Die auf ein Ion ausgeübte Kraft	$f = \mathfrak{E}e$	$2{,}4 \times 10^{-4}$ Dyne	$4{,}8 \times 10^{-7}$ Dyne
Dieselbe Anziehung zweier Ionen im Abstand	$a = \frac{e}{\sqrt{f}}$	3 Å	70 Å
Anziehung der Elektroden per 1 cm²	$p = \frac{\varepsilon \mathfrak{E}^2}{8\pi}$	6×10^{10} Dyne/cm² 60,000 Atm.	$2{,}4 \times 10^5$ Dyne/cm² 0,24 Atm.
Zugspannung zwischen den positiven und negativen Ionen	$z = \frac{\mathfrak{E}e}{d^2}$.	8×10^{10} Dyne/cm² 80,000 Atm.	$1{,}5 \times 10^8$ Dyne/cm² 150 Atm.
Spezifische Energie des elektrischen Feldes	$w = \frac{\varepsilon \mathfrak{E}^2}{8\pi}$	6×10^{10} Erg/cm³ = 1,600 cal/cm³	$2{,}4 \times 10^5$ Erg/cm³ 6×10^{-3} cal/cm³
Elastische Energie eines Ions (aus der Wellenlänge $\lambda = 40\,\mu$ der Reststrahlen berechnet)	$n = \frac{\mathfrak{E}^2 e^3 \lambda^2}{8\pi^2 m c^2}$	3×10^{-13} Erg	$1{,}5 \times 10^{-18}$ Erg
Die dieser Energie entsprechende Temperatur eines Gasmoleküls	$T = \frac{2}{3\varkappa} u$	1,600° abs.	0,006° abs.

$$\frac{J}{J_0} = \frac{n}{n_0}. \qquad (7)$$

Aus der Formel (5) hat man dann P. Als erstes Ergebnis (6) zeigt sich, daß eine Funktion der Feldstärke E ist, wie allerdings nicht anders zu erwarten wäre. Das Anwachsen der kinetischen Energie erfolgt auf einem Wege λ, der viele

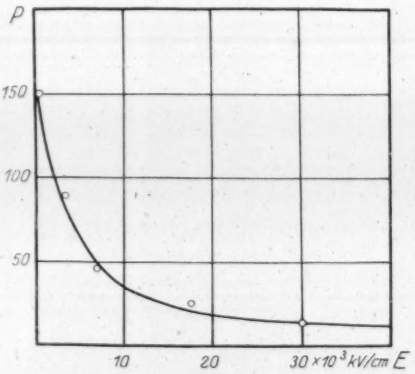


Fig. 6.

Atomdistanzen umfaßt. Die Bewegung kann daher nicht ohne Energieverluste stattfinden. Je höher die Feldstärke $\mathfrak{E}$, desto kürzer die Strecke und daher auch desto kleiner die Energieverluste. Es gehört folglich eine kleine Potentialdifferenz P dazu, um die nötige Ionisationsenergie eP_0 zu erreichen. Bei sehr hohen Feldstärken nähert sich P an P_0; die Weglänge λ beträgt dann nur wenige Atomdistanzen.

Um eine quantitativ richtige Theorie zu erhalten, müßten wir auch die räumlichen Ladungen betrachten, die als Folge der Stoßionisation auftreten und die Feldverteilung ändern.

Im Gebiet der Stoßionisation ist auch die Beweglichkeit keine konstante, sondern eine Funktion der Feldstärke.

Wir wollen aber alle diese Korrektionen sowohl als auch die genauere Analyse des Stoß-

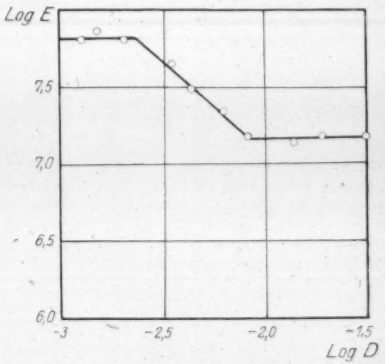


Fig. 7.

vorganges einer ausführlicheren Mitteilung vorbehalten.

Wir stellen nun die Frage: Wie weit kann man die Feldstärke erhöhen, wenn man zu immer dünneren Schichten übergeht. Es gelang uns Glashäutchen bis herab zu $0{,}014\,\mu$ und Glimmerblättchen bis $0{,}05\,\mu$ herzustellen. Es zeigte sich aber, daß, nachdem eine Feldstärke von ca. $1{,}5 \times 10^8$ Volt/cm bei einer Dicke $D = 0{,}2\,\mu$

erreicht wurde, eine weitere Verminderung der Dicke um das 15fache die Durchschlagsfestigkeit nicht mehr zu ändern vermochte. In der logarithmischen Fig. 7 kommt das besonders deutlich zum Vorschein.

Durch Verwendung von verschiedenen Elektroden (Messing, Quecksilber, Ruß, Wasserhäutchen, Luftionen) überzeugten wir uns, daß die ganze Erscheinung von den Elektroden ganz unabhängig ist, und daß die Ursache des Durchschlags im Innern des Dielektrikums liegen muß.

Wir nehmen an, daß dieses neue von der Dicke unabhängige Gebiet des Durchschlages die wahre dielektrische Festigkeit des Dielektrikums darstellt. Sie hat auch richtig die theoretisch vorhergesagte Größenordnung von 10^8 Volt/cm. Die elastische Energie eines Ions in einem Feld von $1{,}5 \times 10^8$ Volt/cm hat einen Wert 10^{-12}, der der kinetischen Energie eines Gasmoleküls bei 1600^0 abs. entspricht, d. h. bei dem Schmelzpunkt des Glases. Kein Wunder, daß das elektrische Feld das Ion herauszureißen vermag.

Die recht lehrreiche Tabelle der vorigen Seite gibt eine Zusammenstellung einiger Daten für die höchsten Felder von $1{,}5 \times 10^8$ Volt/cm, denen die entsprechenden Daten für die sonst höchsten Felder von 3×10^5 Volt/cm gegenüber gestellt sind.

Es ist klar, daß uns die Möglichkeit, in einem festen Körper Felder zu erzeugen, die an die chemischen und Kohäsionskräfte heranreichen, vor manche sowohl theoretische wie auch praktische Probleme stellt. Dielektrizitätskonstante, Elastizität, Reststrahlen, Starkeffekt, Oberflächenkräfte in diesen Feldern werden von uns untersucht. Eine neue Methode zur Herstellung von Isolatoren, Kondensatoren u. a. kann auf diese Ergebnisse gegründet werden.

Leningrad, Physikalisch-Technisches Laboratorium.

(Eingegangen 7. November 1927.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES IV. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN KISSINGEN VOM 18.—24. SEPTEMBER 1927.

H. Zahn (Kiel), Die Dielektrizitätskonstanten wäßriger Elektrolytlösungen.

In neuerer Zeit ist eine Reihe von Arbeiten erschienen, die sich mit der Veränderung der Dielelektrizitätskonstante des Wassers durch gelöste Salze befassen; diese Frage bietet besonders vom Standpunkt der neueren Auffassungen von der Natur der Lösungen, wie sie in den Untersuchungen von Debye und Hückel vertreten wird, ein erhebliches Interesse. Eine Abnahme der D.K., wie man sie einmal zu erwarten hat infolge der Ersetzung von Wassermolekülen durch Ionen, dann vor allem durch die Festlegung der den Ionen benachbarten Wasserdipole durch die starken Felder muß ihrerseits wieder die Eigenschaften der Lösung beeinflussen.

Man kann nun nicht sagen, daß die bisherigen experimentellen Untersuchungen auch nur einigermaßen übereinstimmende Ergebnisse hinsichtlich der Änderung der D.K. mit der Konzentration geliefert hätten. Nur die Tatsache steht fest, daß anfänglich Erniedrigung stattfindet. Diese erfolgt zunächst linear mit der Konzentration, dann langsamer; bei einigen Elektrolyten ist ein Wiederansteigen beobachtet, wobei die D.K. des Lösungsmittels überstiegen werden kann. Dieses Wiederansteigen ist von Hellmann und mir[1]) nur bei bestimmten Salzen und verhältnismäßig hoher Konzentration von etwa 0,05 Mol pro Liter beobachtet worden. In diesem Jahre ist eine Arbeit von Pechhold[2]) erschienen, in der ein sehr starker Abfall der D. K. bis zu einer Konzentration von etwa $5 \cdot 10^{-3}$ Mol angegeben wird, sowie ein darauf folgendes jähes Ansteigen und zwar bei allen untersuchten Substanzen. Die Diskrepanz gegen unsere Ergebnisse wird auf die Verschiedenheit der verwendeten Frequenzen, 50 bei ihm, 10^8 bei uns, und somit auf Dispersion zurückgeführt. Ich möchte diese Erklärungsmöglichkeit nicht annehmen, glaube vielmehr auch auf Grund eigner Versuche, daß bei einer so niedrigen Frequenz Störungen durch restierende Polarisation gar nicht zu vermeiden sind. Übrigens sind in allerjüngster Zeit Messungen von Skancke und Schreiner[3]) veröffentlicht worden, die mittels der Nernstschen Methode bei einer Frequenz von 10^6 in das Konzentrationsgebiet vordringen, wo nach Pechhold der starke Abfall und das Wiederansteigen sich bemerkbar machen müßten, ohne daß das Geringste dieser Erscheinungen bemerkt worden ist.

1) H. Hellmann u. H. Zahn, Ann. d. Phys. 81, 711, 1926.
2) R. Pechhold, Ann. d. Phys. **83**, 427, 1927.
3) R. Skancke u. E. Schreiner, Physik. Zeitschr. **28**, 597, 1927.

Meines Dafürhaltens sind von den mir bekannt gewordenen die Messungen von Skancke und Schreiner bisher die zuverlässigsten, die im Gebiete verdünnter Lösungen gemacht worden sind, da nur bei diesen die Fehlerquellen, die das Arbeiten in der Brücke bei Hochfrequenz erschweren, genügend berücksichtigt werden. Die Erniedrigungen, die Skancke und Schreiner finden, sind viel geringer als die anderer Autoren; sie stimmen größenordnungsmäßig nur mit den von Hellmann und mir[1]) gefundenen überein, wobei wir bei diesen Verdünnungen und bei der verwendeten Resonanzmethode nur die Größenordnung verbürgen möchten.

Was die Untersuchung konzentrierter Lösungen betrifft, so ist zur Zeit einzig die von Hellmann und mir ausgearbeitete Dekrementsmethode erprobt, die relative Messungen mit recht großer Genauigkeit vorzunehmen gestattet. Will man Absolutwerte angeben, so sind diese noch mit einer erheblichen Unsicherheit behaftet, deren Grenzen man allerdings ziemlich sicher abschätzen kann. Es wird voraussichtlich möglich sein, durch Variation der Frequenz die Unsicherheiten herabzudrücken, worüber zur Zeit in Kiel gearbeitet wird.

Ich möchte nun hier durch zwei Kurvenbilder veranschaulichen, wie der Verlauf der D.K.-Änderung mit der Konzentration anzunehmen ist und zwar bei drei Salzen, deren Verhalten typisch für ganze Gruppen[2]) ist.

Die Fig. 1[3]) zeigt die Änderung der D.K. mit der Konzentration nach meinen Messungen unter der Annahme, daß die D.K. einer HCl-Lösung von 0,036 Mol im Liter 77 beträgt, Fig. 2[3]), wenn sie = 73 gesetzt wird; zwischen diesen Zahlen dürfte der richtige Wert liegen. Aus den Kurven ergibt sich folgendes:

1. Ein linearer Abfall innerhalb eines größeren Konzentrationsgebietes findet nicht statt. Daß er bei den Alkalisalzen einwertiger Säuren für geringe Konzentrationen existiert, folgt aus den Messungen von Skancke und Schreiner. Bei den Salzen vom Typus $BaCl_2$ und $MgSO_4$ haben diese Autoren auch bei ihren geringen Konzentrationen eine Abweichung von der Linearität im gleichen Sinne wie hier beobachtet.

2. Die Tendenz zum Durchlaufen eines Minimums liegt für die drei Typen vor. Beim Typus III, $MgSO_4$, wird das Minimum in dem der Messung bis jetzt zugänglichen Konzentrationsbereich überschritten, und zwar steigt bei Lösungen mit zwei zweiwertigen Ionen die D.K. über die des Wassers hinaus.

Man muß aus diesen Ergebnissen schließen, daß das langsamer als linear stattfindende Ab-

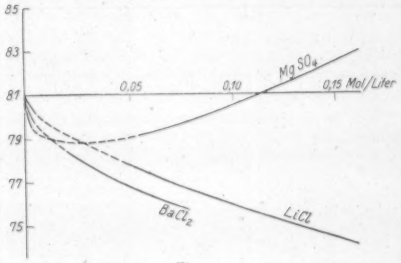


Fig. 1.

fallen der D.K. mit der Konzentration nicht nur dadurch bedingt ist, daß sämtliche Dipole des Wassers allmählich festgelegt sind; vielmehr weist das Wiederansteigen auf das Auftreten neuer Dipole hin.

Ob man es bei den Elektrolyten, die ein starkes Wiederansteigen zeigen, mit unvollkommener Dissoziation zu tun hat, so daß diese nicht als starke Elektrolyte im Sinne der Debye-

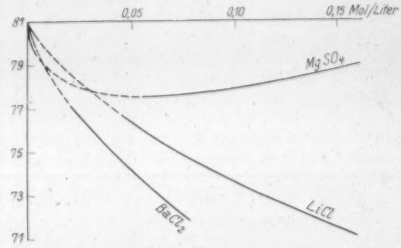


Fig. 2.

Hückelschen Theorie zu gelten hätten, muß noch dahingestellt bleiben. Ein Umstand scheint dafür zu sprechen. Bruns[1]) und Thönnessen[2]) haben gezeigt, daß das Leitvermögen konzentrierter Jodkadmiumlösungen durch Jodzusatz erhöht wird und zwar wenig bei wäßrigen Lösungen, erheblich aber bei solchen in Methylalkohol,

1) H. Hellmann u. H. Zahn, Physik. Zeitschr. **27**, 656, 1926.

2) Im ganzen sind bisher 40 verschiedene Elektrolyte untersucht worden. Über die Messungen im einzelnen soll an anderer Stelle demnächst berichtet werden.

3) In den Figuren sind die ausgezogenen Kurvenstücke im Gebiet der sehr geringen Konzentrationen — bis 0,005 Mol Liter — nach den Angaben von Skancke und Schreiner gezeichnet, die im Gebiete höherer nach den Messungen des Verfassers. Für die dazwischen liegende gestrichelt gezeichneten sind bis jetzt noch keine Meßunterlagen vorhanden.

1) H. Bruns, Zeitschr. f. Phys. **34**, 751. 1925.

2) E. Thönnessen, Zeitschr. f. Phys. **41**, 816, 1926.

woraus geschlossen wird, daß durch Jodzusatz der Dissoziationsgrad erhöht wird. Nach dieser Auffassung müßte gleichzeitig eine Abnahme der D.K. erfolgen, indem als Dipole wirkende undissoziierte Moleküle zerfallen. In der Tat konnte ich eine sehr kleine Erniedrigung durch Jodzusatz bei wäßrigen Lösungen nachweisen und eine recht deutliche bei Methylalkohol als Lösungsmittel. Übrigens hat schon Hückel[1]) für dem Jodkadmium ähnliche Salze, nämlich für $ZnCl_2$ und $CdCl_2$, aus dem Aktivitätskoeffizienten auf nicht vollkommene Dissoziation geschlossen. Man darf hieraus in Verbindung mit meinen Beobachtungen jedenfalls die Möglichkeit in Betracht ziehen, daß die Zunahme der D. K. durch unvollkommene Dissoziation bedingt sein kann.

Diskussion.

Herr R. Fürth: Der Herr Vortragende hat gegen die unter meiner Leitung ausgeführte Arbeit von Herrn Pechhold Einwendungen erhoben. Was zunächst die Berechnung seiner Resultate zu denen der anderen Untersuchungen der letzten Zeit anlangt, ist zu sagen, daß innerhalb des absteigenden Astes der ε—c Kurven, über den die anderen Methoden nicht hinauskommen, die Messungen Pechholds mit denen von Sack und den neuesten Messungen von Werner ausgezeichnet übereinstimmen, daß ferner auch die auf einwandfreier Grundlage aufgebaute Sacksche Theorie die Steilheit dieses Abstieges in der richtigen Größenordnung voraussagt. Der Einwand, daß die Pechholdschen Messungen durch Polarisationsladungen im Ellipsoid und in den Elektroden verfälscht seien, kann man dadurch entkräften, daß solche Effekte, wenn sie auf das Resultat der Messung einen merklichen Einfluß ausüben sollen, sich unbedingt in einer Abhängigkeit der gemessenen DEK. von der Spannung und im Kriechen des Nullpunktes hätten zeigen müssen. Dies war bei den ersten, orientierenden Messungen der Fall, wo auf die gute Platinierung des Ellipsoids und der Elektroden nicht geachtet worden war. Nach Beseitigung dieser Fehler waren auch die oben erwähnten Störungen völlig verschwunden. Kleine Polarisationsspannungen der Größenordnung, wie sie sich auch aus der Theorie von M. Wien berechnen lassen, haben auf die Messung keinen merklichen Einfluß; überdies wäre auch sonst die Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Sack und Walden bei Hochfrequenz unerklärlich.

Aus diesen Gründen halte ich auch das Auftreten des Minimums der DEK.-Kurven und ihren nachherigen Anstieg, den ich zuerst auf dem Naturforschertag in Innsbruck 1924 beschrieben und genau so, wie es der Herr Vortragende heute tut, theoretisch gedeutet habe, in meinen eigenen und Pechholds Messungen für durchaus reell.

Daß das Minimum, also die Komplexbildung, schon bei so kleiner Konzentration auftritt, stimmt mit neueren Erfahrungen der physikalischen Chemie sehr gut überein. Aus allen diesen Gründen kann ich der Ansicht des Herrn Vortragenden, daß die Nichtübereinstimmung seiner mit unseren Messungen auf Fehler der unsrigen zurückzuführen sei, nicht beistimmen und die Diskrepanz nach wie vor in einer Dispersion im Gebiet der Wellen von der Größenordnung von 1 m angefangen vermuten.

Herr Zahn: Von den verschiedenen Punkten, die Herr Fürth berührt hat, möchte ich nur zu zweien Stellung nehmen, die mir besonders wichtig erscheinen. Es handelt sich in erster Linie darum, ob die Messungen des Herrn Pechhold richtig oder, wie ich annehme, durch Polarisation gefälscht sind. Herr Fürth hat in der Entgegnung darauf hingewiesen, daß die früher tatsächlich aufgetretenen Polarisationsstörungen durch Anwendung gut platinierter Platinbleche vollständig beseitigt worden seien. Ich habe die Anordnung von Herrn Pechhold soweit kopiert, als es zur Untersuchung dieser Frage nötig war. Bei Anwendung von Wechselstrom von 50 Perioden ist es mir nie gelungen, Polarisation zu vermeiden. Nach Ausschalten des Wechselstroms war stets mittels eines Gleichspannungsmessers ein Ausschlag zu erhalten, dessen Größe von der vorher verwendeten Stromstärke und der Konzentration der Lösung abhing und einigen Hundertsteln bis einigen Zehnteln Volt entsprach. Übrigens findet sich auch in der Arbeit von Herrn Pechhold eine Bemerkung, daß bei Anwendung zu hoher Stromstärken Störungen durch Gasblasen auftraten. Da die Theorie von Herrn Fürth voraussetzt, daß an der Oberfläche des Ellipsoids kein Potentialsprung auftritt, so wird meines Erachtens die Versuchsanordnung den zu stellenden Anforderungen nicht gerecht. Ich glaube gerne, daß die Fürthsche Methode bei Anwendung sehr viel höherer Frequenzen sehr brauchbar sein kann.

Herr Fürth wendet sich weiterhin dagegen, daß ich das beobachtete Auftreten eines Minimums in der Kurve, die die DEK. mit der Konzentration verbindet, für uns in Anspruch nehme, da er es zuerst gefunden und auch erklärt habe. Wenn das Minimum erst einmal feststeht, ist die Erklärung sehr naheliegend. Was ich im Gegensatz zu Herrn Fürth und Herrn Pechhold behaupte, ist, daß das Auftreten bisher nur bei ganz bestimmten Elektrolyten nachgewiesen ist und zwar bei sehr viel höheren Konzentrationen als den von den Herren angegebenen.

[1]) E. Hückel, Physik. Zeitschr., **26**, 147. 1925.

Ülfilas Meyer (Köln-Mühlheim). **Neue magnetische Materialien**[1]).

Obgleich unsere heutige Technik ohne die ferromagnetischen Materalien gar nicht denkbar ist, müssen wir doch bekennen, daß wir wohl auf keinem Gebiet der Physik noch so unwissend sind wie auf dem des Ferromagnetismus. Es ist uns wohl gelungen, gewisse Faustregeln aufzufinden, mit denen sich in beschränktem Umfange arbeiten läßt, aber von festgegründeten physikalischen Gesetzen sind wir noch weit entfernt. Es ereignet sich daher auch immer wieder, daß wir auf Tatsachen stoßen, die mit den bekannten Faustregeln in keiner Weise vereinbar sind. Ein neues Beispiel hierfür möchte ich Ihnen heute vorführen.

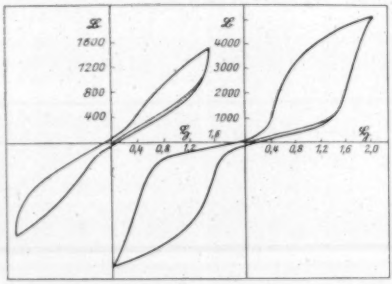


Fig. 1.

Die nebenstehenden Kurven (Fig. 1) würde wohl niemand, der sie ohne Unterschrift sieht, als Hysteresekurven ansprechen. Nach einer der bewährten Faustregeln stellen ja die Remanenz und die Koerzitivkraft ein Maß für den Inhalt der Hystereseschleife dar. Hier, es ist nämlich wirklich eine Hystereseschleife, sehen wir außerordentlich kleine Remanenz und Koerzitivkraft mit beträchtlichen Hystereseverlusten vereint. Der ganze Verlauf der Kurven ist so verschieden von bisher bekannten, daß es sich erübrigt, auf die Merkwürdigkeiten noch hinzuweisen. Die Figur ist einer belgischen Patentschrift (336 226) der Western Electric Company entnommen, in der G. W. Elmen als Erfinder bezeichnet ist. Die Kurven sind gefunden an einer Legierung von 60 Proz. Nickel, 15 Proz. Kobalt und 25 Proz. Eisen.

Auch bei anderen Mischungsverhältnissen erhält man ähnliche Hystereseschleifen; Fig. 2 bezieht sich auf eine Legierung von 50 Proz. Nickel, 30 Proz. Kobalt und 20 Proz. Eisen. Die zugehörige Permeabilitätskurve ist in Fig. 3 wiedergegeben. Aus letzterer ist noch deutlicher

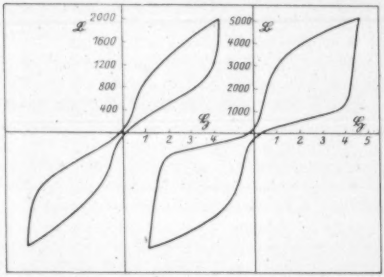


Fig. 2.

als aus den jungfräulichen Kurven der Fig. 1 zu ersehen, daß die Permeabilität in dem untersten Feldstärkenbereich nahezu konstant ist.

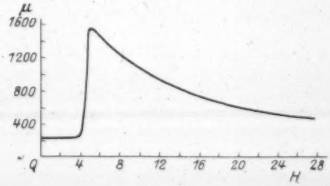


Fig. 3.

Dementsprechend sind die Hystereseverluste bei schwachen Feldern außerordentlich gering. In der Patentschrift sind noch weitere Figuren

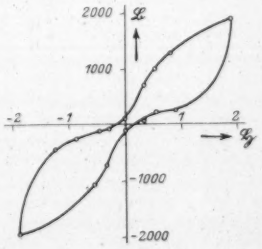


Fig. 4.

und Angaben enthalten, die außerordentlich merkwürdig sind. So liegt z. B. in einigen Fällen, wenn die Feldstärke bis zu größeren

1) Fachbericht auf dem Physikertag in Kissingen.

Werten gesteigert wird, die jungfräuliche Kurve zum Teil außerhalb der Hystereseschleife. Ferner ist nach stärkeren Belastungen die reversible Permeabilität im Nullpunkt größer als die Anfangspermeabilität, diese Steigerung kann fast bis zum Doppelten gehen.

Trotz des anerkannten Namens von Elmen würde ich nicht gewagt haben, Ihnen diese Kurven hier vorzuführen, wenn es uns im Laboratorium der Felten & Guilleaume Carlswerk A.-G. nicht gelungen wäre, die Angaben der Patentschrift bestätigt zu finden. Fig. 4 zeigt Ihnen die bei uns aufgenommene Hystereseschleife einer Legierung von 53 Proz. Nickel, 25 Proz. Kobalt, 21 Proz. Eisen und 1 Proz. Mangan, die dieselben Eigentümlichkeiten aufweist.

Durch diese Nachprüfung ist wohl die Berechtigung für mein Unterfangen erbracht, hier Ihre Aufmerksamkeit auf diese neuen Legierungen zu lenken. Zweck meiner kurzen Mitteilung ist es, das Interesse der Physiker für das leider so vernachlässigte Gebiet des Magnetismus wieder zu wecken und zu zeigen, daß es auch hier ebenso überraschende und reizvolle Probleme gibt wie in der Atomphysik.

Ich möchte jedoch nicht schließen ohne einen, wenn auch oberflächlichen, Versuch zur Erklärung dieser merkwürdigen Tatsachen. Es ist bekannt, daß die Nickeleisenlegierungen (Permalloy) eine sehr hohe Anfangspermeabilität besitzen und daß andererseits die Kobalteisenlegierungen sich durch sehr große Koerzitivkraft auszeichnen. Nimmt man nun an, daß die neuen ternären Legierungen aus einem Gemisch dieser beiden binären Legierungen bestehen, so würde man unter Zugrundelegung der Theorie der Elementarmagnete folgendes Bild erhalten. Zwischen den nur schwer aus ihrer Richtung zu bringenden Kobalteisenmagnetchen liegen sehr leicht drehbare Nickeleisenmagnete. Bei Einwirkung schwacher Felder werden letztere gerichtet, aber nach Verschwinden des äußeren Feldes gehen sie sofort unter der Einwirkung des ungeordneten Feldes der Kobaltmagnete wieder in ihre Anfangslage zurück, daher ist Remanenz und Hysterese sehr gering. Die Kobaltmagnete sorgen gewissermaßen für eine innere Entmagnetisierung. Bei etwas stärkeren Feldern werden die Kobaltmagnete auch noch im wesentlichen in Ruhe bleiben, die Nickelmagnete werden hingegen fast ganz in die Feldrichtung gedreht, sie bilden daher zusammenhängende Ketten, die bei Rückgehen des äußeren Feldes zunächst stabil bleiben. der absteigende Ast der Hystereseschleife weicht daher stark von dem aufsteigenden Ast ab; wenn das äußere Feld jedoch nahezu Null wird, macht sich wieder das ungeordnete Feld der Kobaltmagnete bemerkbar und reißt die Nickelketten auseinander, die Induktion fällt daher rasch ab und die Hystereseschleifen erhalten die Form der gezeigten Figuren. Bei sehr starken Feldern endlich werden auch die Kobaltmagnete aus ihren Anfangslagen herausgedreht, dadurch verschwindet das innere ungeordnete Feld und die Nickelmagnete erhalten eine noch größere Beweglichkeit, die reversible Permeabilität wird also größer als die Anfangspermeabilität, überhaupt wird das magnetische Verhalten des Materials völlig geändert.

Wenn auch dieser Erklärungsversuch sehr roh ist, so wird das Verhalten der neuen Legierungen qualitativ doch gut wiedergegeben. Es hat sich ferner gezeigt, daß sich der angedeutete Aufbau der Legierung auch ganz grob nachahmen läßt. Bringt man nämlich einen Stab aus magnetisch hartem Material mit einem aus weichem Material gemeinsam in ein Magnetfeld, so weist die Hystereseschleife ähnliche Einbuchtungen bei der Feldstärke Null auf wie in den Figuren.

Es wäre erfreulich, wenn die weitere Untersuchung des Materials nicht nur eine eingehendere Deutung dieser Erscheinungen mit sich brächte, sondern auch allgemein unsere Kenntnis über das Wesen des Ferromagnetismus fördern würde.

E Rupp (Göttingen), Frequenzmodulation einer Lichtwelle.

Die Modulation einer elektrischen Welle ist uns ein alltäglicher Vorgang. Wir unterscheiden hierbei praktisch zwei Fälle, die aber prinzipiell dasselbe darstellen, die Superposition zweier Schwingungsvorgänge. In dem einen Fall bringen wir zwei Schwingungen benachbarter Frequenz ν_1 und ν_2 zur Überlagerung und erhalten die Schwebungsfrequenzen

$$n_1 = \nu_1 + \nu_2 \text{ und } n_2 = \nu_1 - \nu_2$$

(Überlagerungsempfang der drahtlosen Telegraphie).

Im anderen Fall überlagern wir einer hochfrequenten Trägerwelle ν eine niedere Frequenz n und erhalten die hochfrequenten Teilfrequenzen

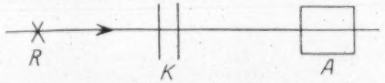
$$\nu_1 = \nu + n$$
$$\nu_2 = \nu - n$$

(Drahtlose Telephonie).

Im Gebiet der Lichtwellen verwirklicht den ersten Fall jede Interferometeranordnung mit bewegten Spiegeln. Hingegen liegen kaum Versuche vor, eine Lichtwelle durch eine Welle niederer (relativ zur Lichtfrequenz) Frequenz zu modulieren. Hierher gehören: der terrestrische

Nachweis des Doppeleffekts von Bielopolski und Galigin und ein von mir in anderem Zusammenhang ausgeführter Interferenzversuch an Kanalstrahlen[1]).

Eine direkte Modulation einer Lichtwelle ist möglich mittels einer mit kurzen elektrischen Wellen gesteuerten Kerrzelle. Die zum Nachweis der Teilfrequenzen ν_1 und ν_2 gewählte Versuchsanordnung ist durch das folgende Schema veranschaulicht:



R = Resonanzlampe mit Thalliumdampf.
A = Absorptionsgefäß mit Thalliumdampf nahe gleicher Temperatur wie R.
K = Kerrzelle (Nitrobenzol), die mit einem Hertzschen Oszillator für kurze gedämpfte Wellen von $10^8 - 10^9$ Hertz verbunden ist.

Die Resonanzlampe emittiert eine schmale Linie, deren Breite sich aus der Dampftemperatur ermitteln läßt. Benutzt wurde die grüne Thalliumlinie $2^2P_2 - 2S$, deren halbe Dopplerbreite sich für die Versuchstemperaturen zu

230^0 C $\quad \Delta\nu = 3{,}1 \cdot 10^8$ sec^{-1}
480^0 C $\quad = 3{,}7 \cdot 10^8$ „

berechnet.

Das Absorptionsgefäß A absorbiert bei der Temperatur der Resonanzlampe das eintretende Licht im Frequenzbereich der ursprünglichen Linie. Tritt aber Modulation dieser Linie durch die Modulationsfrequenz der elektrischen Welle an der Kerrzelle ein, so können die modulierten Bereiche der Teilfrequenzen nicht mehr in gleichem Maß absorbiert werden. Das Absorptionsgefäß A wird durchlässiger mit wachsender Modulationsfrequenz n, was mit einer photographischen Platte hinter A festgehalten werden kann. Unmoduliertes Licht gelangt nicht zur Platte, die Methode ist gewissermaßen eine Nullmethode. Dank dieser Nullmethode bringt die notwendige Verwendung gedämpfter elektrischer Schwingungen keinen Nachteil. Bei Verwendung eines Spektralapparats als Indikator der Modulation würde z. B. die ursprüngliche Linie die modulierten Linien weit überstrahlen.

1) E. Rupp, Berliner Berichte 1926, S. 341.

Auf die nähere Beschreibung der Versuchsanordnung soll hier nicht eingegangen werden[1]).

Die Messung zerfällt in Ermittlung a) der Aufhellung d^2 des Absorptionsgefäßes A und b) der an der Kerrzelle wirksamen Spannung E. Beide sind Funktionen der Modulationsfrequenz n.

Unter der Annahme, daß die Breite der Emissionslinie reine Temperaturfunktion ist, und unter Berücksichtigung der quadratischen Spannungsabhängigkeit des Kerreffekts, die neben der ursprünglichen Linie die Teilfrequenzen $\nu + 2n$ und $\nu - 2n$ erscheinen läßt (also nicht $\nu + n$), kann die zu erwartende Aufhellung von A in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz n graphisch berechnet werden. Diese Aufhellung wird mit der experimentell gefundenen, auf gleiche wirksame Spannung reduzierte Aufhellung d^2/E^2 verglichen.

Der Vergleich liefert die Bestätigung der Erwartung:

Die ursprüngliche Linie ist in zwei Teilfrequenzen aufgespalten entsprechend einer Superposition von ν und n.

Die Temperaturabhängigkeit der Aufspaltung steht in Übereinstimmung mit der Annahme der Linienbreite als Temperaturfunktion.

Diskussion.

Herr W. Grotrian: Ich habe nicht ganz verstanden, wie Sie es erreicht haben, daß in Ihrem Absorptionsgefäß die grüne *Tl*-Linie absorbiert wird. Haben Sie das lediglich dadurch erreicht, daß Sie durch Einstrahlung der Linie $\lambda = 3776$ ÅE *Tl*-Atome im metastabilen Zustande $^2P_{\frac{1}{2}}$ erzeugten oder ist auch die Temperatur in Ihrem Absorptionsgefäß höher gewesen als in der Resonanzlampe?

Herr Rupp: Die Temperatur von A wurde etwa 30^0 höher gewählt als die von R.

Herr L. S. Ornstein: Ich meine, daß man hier nicht von Quantenunterteilung sprechen sollte, es wird dadurch ein falscher Eindruck erweckt. Die mit sehr schönen Methoden untersuchte Erscheinung ist ja eine Interferenzerscheinung — daß dabei Lichtquantenbetrachtungen auf Schwierigkeiten stoßen, ist nichts wesentlich Neues.

1) Die ausführliche Arbeit erscheint in der Zeitschr. f. Phys.

BESPRECHUNGEN.

J. W. Gibbs, Principes élémentaires de Mécanique Statistique. Traduction française de F. Cosserat, revue et complétée par J. Rossignol. Avec une introduction de M. Brillouin. XVIu. 195 S. Paris, J. Hermann. 1926. Frs. 42.—.

Gibbs' berühmtes Werk über statistische Mechanik ist dem deutschen Leser durch die 1905 bei Barth in

Leipzig erschienene treffliche Übersetzung von E. Zermelo wohlbekannt. Für denjenigen, welcher der deutschen Ausgabe nicht mehr habhaft werden kann, mag die von M. Brillouin eingeleitete französische Übersetzung als nahezu vollwertiger Ersatz in Betracht kommen. Die in den Ländern deutscher Zunge hinlänglich erkannte Tragweite des Gibbsschen Buches wird von Brillouin sehr treffend durch die Bemerkung gekennzeichnet, daß es einen neuen Abschnitt in der Entwicklung der physikalischen Theorien eingeleitet habe. Vom Standpunkt der Nützlichkeit für den Anfänger gesehen, wird man auch der geringeren Bewertung beipflichten, welche Brillouin dem zweiten Teile der Boltzmannschen Gastheorie zubilligt; darüber hinaus aber sind Methodik und Gegenstand der beiden Werke doch wohl zu verschiedenartig, um einen solchen Vergleich zu rechtfertigen. A. Smekal.

R. Abeggs Handbuch der anorganischen Chemie in 4 Bänden. Herausgegeben von R. Abegg, F. Auerbach und I. Koppel. 4. Band, 1. Abteilung, 1. Hälfte. Bearbeitet von F. Auerbach, A. Kurtenacker, I. Koppel, H. Ley, A. Lottermoser, W. Marckwald, J. Meyer, A. Schulze, H. v. Steinwehr. 8°. XII u. 966 S. Mit 61 Fig. im Text u. 1 Tafel. Leipzig, S. Hirzel. 1927. Geh. M. 60.—, geb. M. 64.—.

Abeggs Plan war, ein kritisches Handbuch der anorganischen Chemie mit besonderer Berücksichtigung der physikalischen Chemie zu schaffen. Ein Vierteljahrhundert hat noch nicht hingereicht, um den Plan voll zu verwirklichen. Vom vorliegenden Bande berichtet der Herausgeber im Vorwort: „Die Geschichte dieses Bandes ist ein durch zwei Jahrzehnte geführter, erbitterter Kampf mit dem umfangreichen und immer weiter anschwellenden Stoff und seinen sachlichen Schwierigkeiten, mit den die wissenschaftliche Arbeit einschränkenden Zeitverhältnissen und nicht zuletzt mit der Unpünktlichkeit früherer Mitarbeiter, die zum Teil durch übergroßes Pflichtgefühl hervorgerufen war." Wenn man von aller Mißgunst des äußeren Geschickes absieht, so lagen in der Tat manche Hemmungen auch im Wesen des Planes. „Kritische Berücksichtigung der physikalischen Chemie" wurde gefordert und damit das Urteil, nicht nur der Sammelfleiß der Bearbeiter beansprucht; aber die physikalische Chemie ist in der Berichtszeit schneller fortgeschritten, als die Berichterstattung und andere Fragestellungen und Antworten stehen heute im Vordergrunde des Interesses, wenn es gilt, ein anorganisches Thema zu bearbeiten, als zur Zeit der herrschenden Elektrochemie wässeriger Lösungen, unter welchem Zeichen die Arbeit begann. So lag es im Wesen der Sache, daß die Menge des geförderten literarischen Sammelgutes unter der Qualität litt und es kann das nachträgliche Bedenken nicht verschwiegen und von einer Erörterung zukünftiger literarischer Pläne von vorliegendem Ausmaße nicht ausgeschlossen werden, ob es nicht geratener ist, ein derartiges Sammelwerk in Monographien aufzulösen, die zwangloser erscheinen und nicht den Anspruch auf ein Absuchen des ganzen Gebietes erheben. Viel eher dürften sich hierfür zuständige Bearbeiter finden lassen, deren „übergroßes Pflichtgefühl" nicht auch dahin beansprucht wird, der Abrundung zuliebe Dinge darzustellen, die ihnen ferner liegen. Vollständigkeit war ohnehin nicht Abeggs Ziel und wir werden sie auch nur von nichtkritischen Sammelwerken fordern, die dem Benutzer alles bieten, aber voraussetzen, daß er selbst kritisiert. Das ist unentbehrlich für den Forscher; aber überaus nützlich bleibt für jeden daneben eine kritische Darstellung, wie die im Abeggschen Sinne, die umfassender ist, als ein Lehrbuch, aber nicht so belastet, wie ein vollständiges Repertorium.

Dem Physiker hat Abeggs Unternehmen von jeher nahe gestanden, denn es ist nicht des Fernerstehenden Sache, aus einer farblosen Aufzählung von Daten das Geeignete herauszusuchen; hier hat der Fachmann mit seinem Urteil vorzuarbeiten. Und dann braucht nicht betont zu werden, wie ein anorganisches Fundamentalwerk auf physikalisch-chemischer Basis zur Verknüpfung beider Schwesterwissenschaften befugt ist; eher muß gesagt werden, daß der Gedanke, wenn er auch durch Abegg und zu Abeggs Zeit eine besonders fruchtbare Renaissance erlebte, so alt ist, wie die Chemie überhaupt. Denn der weit verbreiteten Meinung, die physikalische Chemie sei etwas verhältnismäßig Junges, im letzten Drittel des verflossenen Jahrhundert Entstandenes, ist entgegen zu halten, daß Boyle, Lavoisier, Gay Lussac, Davy, Dalton-Mitscherlich, Berzelius, Bunsen und Lothar Meyer sicherlich in demselben Sinne Physikochemiker waren, wie ihre Nachfolger.

Der vorliegende Band berichtet über die Elemente Sauerstoff, Schwefel, Selen, Tellur und Polonium. In der üblichen Weise wird die Abhandlung jedes Elementes durch einen Abschnitt über sein Atomgewicht (J. Meyer) eingeleitet und einen Aufsatz über seine kolloidchemischen Eigenschaften (Lottermoser) abgeschlossen Bemerkenswert ist das lange Zeit hindurch Problematische der Atomgewichtsermittelung des Tellurs, deren Darstellung 64 Seiten erfordert hat, während über das Atomgewicht des Schwefels auf 18 Seiten das Nötige zu sagen war. Innerhalb der einzelnen Artikel ergab sich mehrfach Gelegenheit zu größeren Abhandlungen monographischer Art — ein vielleicht ungewolltes Symptom der in diesem Referate bereits kurz gestreiften, natürlichen Entwicklung zu einer monographischen Aufteilung des Ganzen. So ist zu nennen die Abhandlung von Ley über Oxydationen; die von v. Steinwehr über die Modifikationen des Schwefels; die von A. Schulze über die physikalische Chemie der Schwefelsäure; die von Kurtenacker über die Polythionsäuren.

Nach Abeggs frühem Tode hatte sich Friedrich Auerbach der Fortführung des Werkes angenommen; aber auch ihm war es nicht vergönnt, es zu Ende zu führen, und wir mußten 1925 sein Hinscheiden beklagen. Die Herausgabe leitet nunmehr I. Koppel, der, schon früher dem Werke als Mitarbeiter verbunden, sicherlich den Überlieferungen seiner Vorgänger gerecht wird. Die Fachgenossen, und zwar gewiß nicht nur die des engeren Gebietes der Chemie allein, werden ihm zum Abschlusse des vorliegenden Bandes dankbar Glück wünschen und damit die Wünsche zu einer Vollendung des Ganzen verbinden, sei es, daß der ursprüngliche programmatische Rahmen der Darstellung auch in den zu erwartenden Abschlußbänden gewahrt bleibt, sei es, daß jetzt eine mehr gelockerte Gliederung erfolgt, wie man sie für alle zukünftigen Unternehmungen solcher Art erwarten und empfehlen sollte. W. Biltz.

T. Levi-Civita, Fragen der klassischen und relativistischen Mechanik. 8°. VI und 110 S. Mit 13 Textfig. Berlin, J. Springer. 1924. M 5.40.

Das Buch bringt die Übersetzung von vier Vorträgen, welche der Verfasser im Januar 1921 in Spanien über Gegenstände seines eigenen Forschungsgebietes

oder eng damit verknüpfte Gebiete gehalten hat. Der erste Vortrag behandelt die Regularisierung des Dreikörperproblems und ihre Tragweite. Die Differentialgleichungen dieses Problems verhalten sich im Reellen regulär, solange kein Zusammenstoß stattfindet. Die Bedingung für den Zusammenstoß zweier Körper drückt sich, wie Levi-Civita 1903 gezeigt hat, für das restringierte Problem durch eine eindeutige Gleichung zwischen den Koordinaten und den Geschwindigkeiten der Körper, für das allgemeine Problem, wie dann Bisconcini bewiesen hat, durch zwei solche Gleichungen aus, wodurch eine alte Voraussage Painlevés bestätigt wird. Die Aufgabe, jene singulären Stellen wegzutransformieren, nennt man regularisieren. Sundmann hat nun 1912 das Dreikörperproblem vollständig regularisiert und gezeigt, daß man die Koordinaten der drei Körper, ihre gegenseitigen Entfernungen und die Zeit als Funktionen eines Parameters für alle Werte des Parameters, die eindeutig allem reellen Werten der Zeit entsprechen. Der von Sundmann eingeschlagene Weg führt aber zu einem regularisierten System, das nicht mehr zu den dynamischen gehört, so daß auf dieses nicht mehr die Rechnungsmethoden der analytischen Mechanik anwendbar sind. Levi-Civita zeigt nun, nach einer ausführlichen historischen und sachlichen Einführung, wie man durch geeignete Berührungstransformationen bei der Regularisierung diese Schwierigkeiten umgehen und überhaupt die ganzen Sundmannschen Untersuchungen wesentlich vereinfachen kann. Der zweite Vortrag: „Flüssigkeitswellen: Ausbreitung in Kanälen" bringt die Untersuchungen Levi-Civitas über fortschreitende Wellen von permanentem Typus in Kanälen von endlicher Tiefe und speziell über periodische Wellen. Diese Untersuchungen sind inzwischen von Levi-Civita und seinen Schülern fortgesetzt worden. Der dritte Vortrag handelt vom Parallelismus und der Krümmung in einer beliebigen Mannigfaltigkeit, der vierte von der geometrischen Optik und dem allgemeinen Einsteinschen Relativitätsprinzip. In diesem Vortrag beginnt Levi-Civita mit einem kurzen Bericht über die klassische geometrische Optik. Dann wird aus der Proportionalität der Masse und Energie die Krümmung der Lichtstrahlen in einem Kraftfeld untersucht und speziell die zu erwartende Krümmung der Lichtstrahlen im Gravitationsfeld der Sonne zunächst direkt, dann aber unter Zugrundelegung der allgemeinen Relativitätstheorie berechnet.

Man sieht aus diesem kurzen Bericht die Reichhaltigkeit des in dem dünnen Buche behandelten Stoffes. Der berühmte Verfasser versteht es meisterlich, eigene neue Forschung mit der Darstellung von früher Bekanntem zu verknüpfen, so daß die Vorträge in gleicher Weise belehrend und anregend wirken. E. Hilb.

O. D. Chwolson, Die Physik 1914—1926. Aus dem Russischen übersetzt von G. Kluge. Gr. 8°. 696 S. Mit 104 Abb. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, A.-G. 1927. Brosch. M. 36.—, geb. M. 38.—.

Das vorliegende Buch bildet eine Ergänzung zu dem bekannten „Lehrbuch der Physik" des Verfassers, das, obwohl erst 1923 russisch und 1927 in deutscher Ausgabe (von G. Schmidt) in neuer Auflage vollendet, doch im wesentlichen den Stand der physikalischen Wissenschaft um 1914 wiedergibt. Seit 1914 hat aber die von Bohr ausgehende Atomlehre und die damit zusammenhängende Entwicklung der Quantentheorie die Grundauffassung vieler Gebiete der Physik weitgehend verändert. Das Charakteristisch-Neuartige der Entwicklung dieser jüngsten Physik rechtfertigt die Darstellung in einem besonderen Ergänzungsband zu dem Lehrbuche.

Der stattliche Band von fast 700 Seiten verdient in mehrfacher Hinsicht Interesse. Er zeigt zunächst, daß es sehr wohl für einen einzelnen Physiker möglich ist — gelegentlich wird dies bestritten — das gesamte Ideen- und Tatsachenmaterial der alten und neuen Physik aufzufassen und gründlich zu verarbeiten. Denn obwohl der Verf. seine Darstellung bescheiden siebzehn „ausgewählte Kapitel", nennt, fehlen kaum Gebiete, auf denen zurzeit produktiv gearbeitet wird (so z. B. die durchdringende Höhenstrahlung, deren Ursprung ja auch noch unaufgedeckt ist). Außerdem ist die Darstellung dadurch besonders gekennzeichnet, daß der didaktische Gesichtspunkt stark in den Vordergrund gerückt ist. Nur an wenigen Stellen findet man den Standpunkt des Referates gegenüber den neueren Arbeiten. Fast immer, insbesondere bei der Entwicklung der leitenden Gedanken, wird durch schrittweise Entwicklung dem Leser das Verständnis der Schwierigkeiten zu erleichtern gesucht. Dies ist besonders wertvoll bei der heutigen Physik, bei der die Schwierigkeiten sozusagen offiziellgeworden sind. Der Verf. betont auch gerade die Problematik der modernen Theorien. Bei der eingehenden Kenntnis, mit der er den dargestellten Stoff beherrscht, fehlen auch nicht Hinweise auf Zusammenhänge, die man sonst selten findet, da sie in der so stark angewachsenen Spezialliteratur vergraben sind. Dadurch wird das Buch besonders geeignet zur Einführung in die moderne Physik für jüngere und ältere Physiker, denen das Studium der Orginalarbeiten nicht möglich ist.

Die Darstellung ist sehr lebendig. Um unnötige Breite zu vermeiden wird vielfach auf die Bände des Lehrbuches des Verf. verwiesen, in denen ältere Anschauungen entwickelt sind. Die Übersetzung ist gut; nur ganz gelegentlich stößt man auf einen ungewohnten Ausdruck. Nachstehend die Titel der einzelnen Kapitel: 1. Die Ladung und Masse des Elektrons. 2. Die Lehre von den Quanten. 3. Der Bau des Atoms. 4. Der Atombau bei $Z > 1$. 5. Die Lehre von den Linienspektren. 6. Die Röntgenstrahlen. 7. Die Bandenspektren. 8. Die ultravioletten und infraroten Strahlen. 9. Erregung und Ionisation der Gase durch Elektronenstöße. 10. Die Quantentheorie des Lichtes. 11. Photoelektrische Erscheinungen. 12. Photolumineszenz. 13. Verschiedene Anwendungen der Bohrschen Theorie und der Quantenlehre. 14. Die Isotopen. 15. Die Supraleiter. 16. Der neue Versuch von Michelson (1925). 17. Die elektromagnetische Spektroskopie der Metalle. Das letzte Kapitel ist von W. K. Arkadjeff geschrieben.

E. Regener.

V. H. Ryd, Meteorological Problems II. Energy of the Winds. Publ. frå det Danske Meteorol. Institut. Meedeleser Nr. 7. 96 Seiten. 24 Figuren. 16 (In Englisch). Kopenhagen, G. E. C. Gad. 1927. Kr. 3.00.

Die vorliegende Arbeit ist eine Fortsetzung des 1. Teils der Meteorological Problems „Travelling Cyclons" und gibt eine theoretische Behandlung der Energie der Winde. Der Verfasser knüpft an an die bekannte Untersuchung von Margules „Über die Energie der Stürme"; nach M. stammt die lebendige Kraft, welche in einer größeren Luftmasse, etwa dem Luftkörper einer Depression, entsteht, entweder aus der potentiellen Energie der Lage oder aus der potentiellen Energie der Druckverteilung. Ohne das Verdienst von Margules zu schmälern, sucht der Verfasser zu zeigen, daß die Theorie von Margules unvollständig und

nur teilweise richtig ist. Da er in der Anwendung der hydrodynamischen Gleichungen auf die Probleme der Atmosphäre eine Hauptfehlerquelle sieht, dienen die ersten Kapitel im wesentlichen dazu, die Gesetze der horizontalen und vertikalen Bewegungen bzw. Energieumwandlungen direkt abzuleiten.

Die eigentliche Behandlung der „Margules"schen Theorie beginnt im Kap. 5; hier wird zunächst gezeigt, daß der Ausdruck „potentielle Energie der horizontalen Druckverteilung" keine Berechtigung hat; das Druckfeld selbst besitzt keine Energie, seine Aufgabe besteht lediglich in dem Transport der Arbeit. Es wird gezeigt, daß im Falle der Antizyklone von der in ihr enthaltenen Luft auf Kosten der inneren Energie Arbeit geleistet wird an der umgebenden äußeren Luft; im Falle der Zyklone ist es die äußere Luft, welche durch Verlust an potentieller Energie Arbeit an dem Zyklonensystem leistet. Schon von Margules wurde darauf hingewiesen, daß die Energie der horizontalen Druckverteilung nicht genügt, um die Energie der Stürme zu erklären und es wurde von ihm auf die zweite Energiequelle, die potentielle Energie der Schwere hingewiesen; Margules zeigt an zwei Beispielen (Instabilität in der Vertikalen bzw. Temperaturasymmetrie in der Horizontalen) daß die potentielle Energie vollkommen genügt, um die Energie der Stürme zu erklären.

Demgegenüber weist der Verfasser darauf hin, daß die Voraussetzungen in den schematischen Beispielen von Margules in der Natur nicht zutreffen und weiterhin, daß die verfügbare potentielle Energie immer nur zu einem geringen Teil in kinetische Energie verwandelt wird, während der weitaus größte Teil sich in Wärme umsetzt. Doch glauben wir, daß bei der Behandlung des von dem Verfasser gewählten Beispieles auf die Energie der Schwerkraft zu wenig Rücksicht genommen wird, während bei Margules gerade in der Senkung des Schwerpunktes die Hauptquelle der kinetischen Energie liegt.

Nachdem die potentielle Energie der horizontalen Druckverteilung überhaupt nicht, die potentielle Energie der Lage nur zu einem geringen Teil für die Energie der Winde in Frage kommt, findet der Verfasser die Hauptquelle der kinetischen Energie der Zyklonen in der allgemeinen West-Ostdrift der Atmosphäre. Diese West-Ostdrift hat ihre Ursache in der allgemeinen Temperaturverteilung auf der Erde, welche das sogenannte thermische Druckfeld mit im wesentlichen parallel zu den Breitengraden verlaufenden Isobaren erzeugt.

Die Entstehung der Zyklone denkt sich der Verfasser nun folgendermaßen: Neben der erwähnten allgemeinen Temperaturverteilung sind auf der Erdoberfläche in einzelnen Gebieten Asymmetrien der Temperaturgradienten vorhanden, welche zu einer Verstärkung des Druckfeldes Anlaß geben. Wenn nun ein Überschuß an kinetischer Energie aus diesen Gebieten in das allgemeine thermische Druckfeld eingeführt wird, so tritt hier eine Verlagerung der Luft gegen den höheren Druck zu und damit eine Veränderung des Isobarenfeldes ein: es bildet sich in der Höhe ein Gebiet tiefen Druckes aus, die Form des Druckfeldes zeigt nach einer Seite hin offene Isobaren. Dieses Druckfeld kann betrachtet werden als zusammengesetzt aus einem geschlossenen Isobarensystem in den unteren Schichten und dem oben erwähnten thermischen Druckfeld in der Höhe. Der relativ tiefe Druck in der Höhe ist die Vorbedingung dafür, daß in dem ganzen System Zirkulation eintritt, indem dadurch unten Luftmassen einströmen und nach der Höhe abgesaugt werden. Nachdem durch den erwähnten, von außen eingeführten Überschuß an Energie die Bewegung eingeleitet ist (Anfangsstadium der Zyklone), bildet die allgemeine West-Ostbewegung der Atmosphäre eine unerschöpfliches Reservoir für deren Erhaltung, indem einerseits der tiefe Druck in der Höhe bestehen bleibt und die aufsteigenden Luftmassen andererseits aus dem Zentrum fortgeführt werden. Auch hier besteht die Aufgabe des Druckfeldes lediglich darin, Arbeit, welche in der Höhe gegen den höheren Druck geleistet wird, auf die darunter liegenden Luftschichten zu übertragen. Der Verfasser erwähnt, daß die Untersuchungen von Hesselberg über die Luftbewegung im Cirrusniveau eine Bestätigung seiner Theorie geben; als wichtige Folgerungen, welche eventuell auch für die Wettervorhersage Bedeutung gewinnen könnten, werden zum Schlusse erwähnt:

Eine Zyklone vertieft sich, wenn die Geschwindigkeit in den höchsten Schichten größer ist als die Geschwindigkeit der Zyklone selbst, sie stirbt ab, wenn die Bewegung der oberen Schicht sich während des Durchzugs über das von der Zyklone eingenommene Gebiet verlangsamt.

Die Bewegungsrichtung einer Zyklone stimmt am besten mit der Richtung derjenigen Schicht überein, welche sich ebenso rasch bewegt wie die Zyklone selbst.

Die Arbeit vermittelt sehr viele neue Gesichtspunkte über die Entstehung der Winde und der Zyklonen, läßt aber den Zusammenhang mit der bekannten Bjerknesschen Zyklonentheorie vollständig offen.

Peregrin Zistler.

A. Haas, Das Naturbild der neuen Physik. 2. Auflage. Gr. 8°. VI u. 160 S. Mit 17 Fig. Berlin u. Leipzig, W. de Gruyter & Co. 1924. Geh. M. 5.—.

Die Schrift gibt zunächst eine Reihe von fünf Vorträgen (Die elektromagnetische Theorie des Lichtes, die Molekularstatistik, die Elekronentheorie, die Quantentheorie, die Relativitätstheorie) wieder, die vor Laien in der Wiener Urania sowie vor Hörern aller Fakultäten an der Universität Leipzig gehalten wurde; in der vorliegenden zweiten Auflage sind sodann drei weitere Vorträge (Die Theorie der Grundstoffe, die Physik der Sterne, das Weltall) hinzugekommen, und insbesondere wurde — von den übrigen Änderungen abgesehen, die durch die Fortschritte der Forschung seit dem Erscheinen der ersten Ausgabe bedingt wurden — in dem Vortrag über die Relativitätstheorie die Einsteinsche Gravitationstheorie eingehender behandelt. Die hervorragende Fähigkeit des Verfassers, seinen Stoff in klarer und anschaulicher Form vorzubringen, ist durch seine „Einführung in die theoretische Physik" hinreichend bekannt geworden. Der Text der Vorträge ist völlig frei von mathematischen Formeln, und auch in den am Schluß des Büchleins zusammengestellten „Anmerkungen" wird der Leser von solchen Formeln fast gänzlich verschont (die einzige Ausnahme bildet die auf S. 150 mitgeteilte Formel für die relativistische Massenvergrößerung!). Sehr begrüßenswert ist die beigegebene chronologische Übersicht, die die rasche Häufung bedeutsamer Entdeckungen während der letzten Jahrzehnte überzeugend zum Ausdruck bringt.

Harry Schmidt.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ehrung: Der Direktor des physikalischen Instituts der Universität La Plata Professor Dr. Rámon G. Loyarte wurde zum Präsidenten (Rektor) der Universität gewählt.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Chemie an der Universität Neuchatel (Schweiz) Dr. Otto Belleter.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.